



Gaz quantiques de potassium 39 à interactions contrôlables

Lauriane Fouche

► To cite this version:

Lauriane Fouche. Gaz quantiques de potassium 39 à interactions contrôlables. Optique [physics.optics]. Institut d'Optique Graduate School, 2015. Français. <NNT : 2015IOTA0003>. <tel-01221004>

HAL Id: tel-01221004

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01221004>

Submitted on 27 Oct 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL
ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE

DISCIPLINE Physique

THÈSE

**pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique
Graduate School**
préparée au Laboratoire Charles Fabry

soutenue le 30/09/2015

par

Lauriane FOUCHÉ

Gaz quantiques de potassium 39
à interactions contrôlables

Directeur de thèse : Thomas BOURDEL – LCF

Composition du jury :

<i>Président du jury :</i>	Laurence PRUVOST	– LAC
<i>Rapporteurs :</i>	Guillaume LABEYRIE	– INLN
	Bruno LABURTHER-TOLRA	– LPL
<i>Examineurs :</i>	Antoine BROWAEYS	– LCF
	Radu CHICIREANU	– PhLAM

Table des matières

1	Un refroidissement dissipatif efficace pour le chargement d'un piège conservatif	9
1.1	Montage expérimental	9
1.1.1	Système laser	9
1.1.2	Système expérimental	13
1.2	Collection d'un maximum d'atomes : pièges magnéto-optiques	15
1.2.1	MOT 2D	15
1.2.2	MOT 3D	17
1.3	Echantillon dense : CMOT hybride	21
1.3.1	Principe du fonctionnement d'un CMOT usuel	21
1.3.2	Optimisation expérimentale du CMOT hybride	21
1.3.3	Interprétation	22
1.4	Echantillon froid : mélasses grises	27
1.4.1	Principe des mélasses grises : modèle simple à trois niveaux	27
1.4.2	Résultats expérimentaux : refroidissement alliant effet Sisyphes	29
1.4.3	... et piégeage de population sélectif en vitesse.	31
1.4.4	Influence d'autres paramètres sur les mélasses grises	34
1.4.5	Paramètres optimaux pour les mélasses grises	36
1.5	Chargement direct d'un piège optique	38
1.5.1	Mise en place expérimentale du piège optique	38
1.5.2	Séquence expérimentale pour le chargement direct dans les mélasses	38
1.5.3	Maximisation du nombre d'atomes chargés	39
1.5.4	Paramètres optimaux : vers la condensation par évaporation tout optique	40
2	Vers la condensation tout optique du ^{39}K	41
2.1	Propriétés de collisions du ^{39}K	42
2.1.1	Description des interactions entre atomes à basse température . . .	42
2.1.2	Minimum de Ramsauer	44
2.2	Résonances de Feshbach : principe	46
2.2.1	Quelques éléments de théorie pour comprendre la physique mise en jeu	46
2.2.2	Intérêt et utilisation du ^{39}K pour le contrôle des interactions	47
2.3	Polarisation en spin du nuage dans le piège optique	50
2.3.1	Pompage optique en fin de mélasses	50
2.3.2	Stratégie de tri dans le piège optique	50
2.3.3	Discussion : autres stratégies envisagées ?	51
2.4	Évaporation dans un piège croisé	53

2.4.1	Mise en place du FORT 2	53
2.4.2	Evaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach : protocole expérimental	54
2.4.3	Caractérisation de l'évaporation tout optique	56
2.4.4	Analyse des images : gaz thermique VS condensat	57
2.4.5	Evolution du système dans l'espace $\{n, \lambda_{dB}\}$	57
2.5	Température critique et calibration du nombre d'atomes	59
2.5.1	Cas d'un gaz parfait	59
2.5.2	Gaz en interactions	60
2.5.3	Résultats expérimentaux	60
2.6	Améliorations du montage	62
2.6.1	MOT 2D	62
2.6.2	Nouvelle ligne D1	63
2.6.3	Proposition d'un nouveau design de table optique	63
2.6.4	Optimisation de la méthode de tri dans le piège optique	64
2.6.5	Quel gain pour notre expérience ?	66
3	Observation expérimentale de nouvelles résonances de Feshbach pour le ^{39}K	67
3.1	Résonances en onde p pour des mélanges de spins	68
3.1.1	Retour sur le tri : mélanges de spins	68
3.1.2	Comparaison aux simulations numériques	68
3.2	Étude d'une résonance en onde d	73
3.2.1	Protocole expérimental	73
3.2.2	Pertes à trois corps	73
3.2.3	Modèle général : un processus en deux étapes	79
3.2.4	Résonance fine : conséquences	81
3.2.5	Quels processus de collision en jeu ?	81
3.2.6	Quid d'un modèle en une étape avec collision directe à 3 corps ?	84
4	Gaz quantique à interactions contrôlables	87
4.1	Approche de Gross-Pitaevskii	88
4.1.1	Modèle utilisé	88
4.1.2	Fonctionnelle d'énergie	88
4.1.3	Equation de Gross-Pitaevskii tridimensionnelle	88
4.1.4	Limite unidimensionnelle	89
4.2	Interactions répulsives : expansion d'un condensat dans le crossover dimensionnel 1D-3D	90
4.2.1	Situation expérimentale : condensat dans un piège allongé	90
4.2.2	Évolution dans le crossover dimensionnel : modèle théorique	91
4.2.3	Expansion du condensat et calibration du nombre d'atomes	93
4.3	Interactions attractives : formation de solitons brillants	95
4.3.1	Problème considéré et contraintes expérimentales associées	95
4.3.2	Mise en place expérimentale	99
4.3.3	Formation de solitons brillants à vitesse contrôlable	108

Remerciements

J'ai effectué les trois années de thèse dont résultent les travaux présentés dans ce manuscrit au sein du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je tiens ainsi à remercier en premier lieu Pierre Chavel et Patrick Georges qui m'ont successivement réservé un très bon accueil en tant que directeurs du laboratoire. Mes remerciements vont également à la DGA et au CNRS qui ont financé mes travaux.

J'ai eu la chance de travailler au sein du groupe d'Optique Atomique. Merci à Alain de m'y avoir accueillie. Sa faculté à toujours donner une image simple de problèmes souvent très compliqués rend l'étude de la physique à son contact passionnante. Je le remercie également pour ses précieux conseils concernant l'après thèse.

Je tiens à présent à remercier les membres de mon jury de thèse pour l'attention avec laquelle ils ont lu mon manuscrit, pour leurs remarques et questions pertinentes ainsi que pour les discussions intéressantes qui ont précédé et suivi ma soutenance de thèse. Merci à Bruno Laburthe-Tolra et Guillaume Labeyrie d'avoir accepté le rôle de rapporteurs et merci à Laurence Pruvost et Radu Chicireanu d'avoir examiné mes travaux avec tant d'intérêt. Un remerciement tout particulier à Antoine Browaeys qui a accepté avec enthousiasme, malgré ma demande tardive, de faire partie de mon jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Thomas Bourdel, mon directeur de thèse, pour m'avoir accueillie dans son équipe de recherche et pour m'avoir encadrée au cours de ces trois dernières années. J'ai beaucoup appris à son contact, notamment à tester de façon plus ou moins conventionnelle la stabilité mécanique de divers éléments de l'expérience. Je le remercie pour sa confiance et la grande autonomie qu'il m'a laissé.

Je tiens également à remercier de tout coeur les « Krubbards » successifs avec lesquels j'ai eu le plaisir de travailler. Baptiste Allard et Thomas Plisson se sont chargés de mon apprentissage à l'époque où l'expérience contenait encore du rubidium. Merci à Thomas P. pour sa patience et sa gentillesse. Merci également à Baptiste pour sa bonne humeur, son humour et tous ses précieux conseils, notamment en matière de soudure et d'électronique. Ça y est, ta dernière « padawan » est elle aussi diplômée. Au cours de deux de mes trois ans de thèse j'ai eu la chance de travailler avec Guillaume Salomon, également doctorant à ce moment là. C'est avec lui que j'ai appris à maîtriser l'expérience et à devenir peu à peu autonome. J'ai beaucoup apprécié tous les bons et moins bons moments que nous avons partagé, qu'il s'agisse de la casse d'un certain nombre de lasers (nous sommes probablement maudits) ou de l'obtention de notre premier condensat de potassium. Sa persévérance, sa motivation et ses grandes qualités de chercheur ont été, à mon sens, des ingrédients essentiels de notre réussite. Plus récemment, l'équipe a été rejointe par Steven, mon post-doc préféré. Je le remercie pour sa pédagogie et sa patience (en particulier lorsqu'il s'agit d'essayer de me faire comprendre dans quel sens visser ou dévisser quelque chose), et même pour sa fameuse « maniaquerie » (à petite dose!) qui nous ont permis d'avancer une fois le condensat obtenu. Lui aussi va bientôt quitter l'expérience et je lui souhaite beaucoup de réussite pour la suite de son parcours. Enfin, nous avons été rejoints

très récemment par Amaudric, le nouveau thésard de l'expérience, dont j'ai pu apprécier la gentillesse, l'implication et la motivation. Travailler avec lui a vraiment été un plaisir et je lui souhaite beaucoup de réussite pour le projet soliton, ainsi que pour les suivants. Mais le groupe d'Optique Atomique n'est de loin pas formé que de l'équipe Krub et le plaisir que j'ai eu à effectuer ma thèse au Laboratoire Charles Fabry tient beaucoup à la bonne ambiance qui règne dans notre groupe. Je remercie ainsi tous les thésards qui ont partagé cette période avec moi et ont contribué à la rendre agréable : les anciens, Kilian, Bess, Lynn, Ralf et Raphaël, ma « cuvée », Jérémie et Almaz, ainsi que les plus jeunes, Vincent, Pierre, Aisling, Quentin. Merci bien sûr également aux post-docs du groupe, ainsi qu'à tous les permanents, qui concourent à la bonne ambiance qui y règne. Je tiens à remercier tout particulièrement Marc dont la gentillesse, les conseils et le soutien m'ont beaucoup aidé durant la période compliquée qu'est la fin de thèse. Bonne chance à lui pour sa nouvelle expérience.

Si il est si enrichissant de travailler au Laboratoire Charles Fabry, c'est également grâce aux autres groupes de recherche présents dans les murs. Qu'il s'agisse de discussions fréquentes avec les membres du groupe d'Optique Quantique, qui partagent le sous-sol avec nous, ou du groupe Théorie, ou simplement de quelques mots accompagnés d'un sourire avec d'autres, j'ai toujours apprécié les échanges que j'ai pu avoir au sein de l'Institut.

Je veux également remercier tous les services qui nous permettent au jour le jour de faire fonctionner nos expériences. En effet, l'aide du service électronique a été essentielle au début de ma thèse, aussi bien que celle du service mécanique donc l'accueil a toujours été très chaleureux. Si je n'ai pas directement travaillé avec le service optique, j'ai apprécié de découvrir les prouesses techniques dont ils sont capables. Enfin, le service technique, toujours disponible et serviable, est essentiel à la bonne marche du laboratoire.

Je remercie aussi le Magistère de Physique Fondamentale d'Orsay, où j'ai non seulement fait mes études de physique mais où j'ai également eu l'occasion de faire mon service de monitorat pendant ces trois dernières années. J'ai tout autant apprécié d'y être élève que d'y enseigner.

Pour finir, je remercie du fond du coeur mes amis et ma famille pour leur présence et les bons moments passés au cours de ces trois années. Et par dessus tout, je remercie Nicolas, mon conjoint, pour son soutien sans faille, son amour et sa confiance en moi, qui ont joué un rôle essentiel dans l'aboutissement de ma thèse.

Introduction

Vers une révolution de la physique atomique

Dans les années 1950, la physique atomique était considérée comme un domaine entièrement exploré, assimilé à la spectroscopie classique utilisée pour sonder la structure atomique. Le développement en 1960 du premier laser par T.H. Maiman est à l'origine d'une véritable révolution de la physique atomique. A cette époque, l'utilisation de deux lasers contrapropageants de même fréquence traversant une cellule remplie d'un gaz à étudier a permis, grâce au phénomène d'absorption saturée, d'affiner les mesures spectroscopiques de plusieurs espèces atomiques. J. Hall et C. Bordé ont par exemple utilisé cette technique afin d'étudier la structure hyperfine du méthane [1] en 1974. Cet effet est également utilisé depuis lors afin de stabiliser les lasers en fréquence [2]. Par ailleurs, dans les années 1970, l'accordabilité en fréquence des lasers a permis de réaliser des mesures de spectroscopie à deux photons [3] bien plus précises que les mesures obtenues en spectroscopie classique grâce à la suppression de l'effet Doppler.

La lumière devient ainsi une sonde de plus en plus précise pour la caractérisation de la structure des atomes, mais également un instrument permettant de manipuler ces derniers. Si le premier exemple de manipulation des atomes par la lumière date des expériences de pompage optique effectuées par A. Kastler et J. Brossel en 1952, l'avènement des lasers a permis d'aller beaucoup plus loin, donnant ainsi naissance à un tout nouveau champ d'investigation de la physique : le domaine des atomes froids.

Refroidissement laser des atomes

Dès 1975, T. Hänsch et A. Schawlow ont proposé d'utiliser la force de pression de radiation exercée par la lumière sur la matière afin de refroidir des populations d'atomes [4]. Ce type de refroidissement dissipatif, appelé refroidissement Doppler, tire partie de l'effet du même nom qui permet à la lumière d'exercer une force de friction sur les atomes en mouvement. Comme J. Dalibard l'a souligné lors de son cours au Collège de France de cette année 2015, A. Einstein avait déjà développé un formalisme permettant d'aboutir au refroidissement Doppler tel qu'on le connaît actuellement en introduisant en 1916 les différents processus qui pilotent l'interaction matière-rayonnement (émission stimulée, émission spontanée et absorption). Cependant, ce n'est que grâce à la disponibilité de sources laser continues, suffisamment puissantes et surtout émettant une fréquence en résonance avec l'une des transitions atomiques de l'espèce choisie, que le refroidissement Doppler a pu être étudié expérimentalement près de 70 ans plus tard.

Les premières mélasses optiques ont ainsi été produites en 1985 avec des atomes de sodium [5]. Cependant, des études impliquant des mesures de température plus précises réalisées quelques années plus tard par P.D. Lett *et al.* ont montré que la température obtenue était

alors plus basse que celle prévue pour le refroidissement Doppler [6]. Un autre phénomène de refroidissement était en jeu et il a fallu attendre jusqu'à très récemment pour observer la limite de refroidissement Doppler dans des gaz d'atomes à trois dimensions [7].

Le nouveau phénomène ayant ainsi fait son apparition s'est avéré être du refroidissement dit Sisyphe mettant en jeu, pour un atome à plusieurs niveaux, une modulation dans l'espace des taux de pompage optique ainsi que du potentiel lumineux ressenti par les atomes. Le refroidissement intervient dès lors que les atomes montent au total plus de collines de potentiel qu'ils n'en descendent. A la même période, d'autres techniques tirant parti de transitions Raman [8] ou encore d'états noirs [9] font également leurs preuves. Le refroidissement dissipatif permet ainsi de refroidir les atomes de près de 8 ordres de grandeur comparé à la température ambiante. Ce n'est cependant pas suffisant pour atteindre la dégénérescence quantique dans des gaz d'atomes froids et il faut attendre 1995 et l'utilisation du refroidissement par évaporation pour observer le premier condensat de Bose-Einstein [10]. Cette dernière étape permet de gagner encore environ 3 ordres de grandeur sur la température du gaz étudié.

Ainsi, si la manipulation d'atomes par la lumière a d'abord été utilisée afin d'améliorer les mesures de spectroscopie, notamment en s'affranchissant de l'effet Doppler, l'utilisation de faisceaux lasers pour refroidir la matière est devenue un domaine d'étude à part entière, donnant lieu à de nombreuses applications nouvelles et permettant de mettre en évidence de nouveaux états de la matière.

Atomes froids : des systèmes versatiles pour l'étude d'une grande variété de problèmes physiques

L'intérêt des atomes froids réside en grande partie dans le contrôle d'un nombre important de paramètres qu'ils permettent. Il est notamment possible de contrôler la géométrie du système en piégeant les atomes aux noeuds d'un réseau optique, ou encore de modifier la dimension effective du système étudié en façonnant les faisceaux lasers utilisés pour piéger les atomes. L'accès au contrôle des interactions entre atomes via l'utilisation de résonances de Feshbach [11] permet d'étudier une grande variété de problèmes physiques puisqu'on est capable tant d'annuler les interactions entre atomes que de les rendre attractives ou répulsives. Il est également possible d'introduire du désordre dans les systèmes d'atomes froids étudiés, par exemple en appliquant un potentiel de speckle lumineux sur l'échantillon. On peut ainsi contrôler à loisir l'amplitude ainsi que la distribution des impuretés rencontrées par les atomes du gaz. Pour finir, un grand nombre d'espèces atomiques ont été refroidies jusqu'à la dégénérescence quantique à ce jour, autorisant ainsi à l'expérimentateur à sélectionner l'atome lui permettant d'étudier le problème considéré : fermionique, bosonique, nécessitant un grand moment magnétique ou encore une masse importante.

Les atomes froids constituent donc des systèmes extrêmement contrôlables qui peuvent non seulement être utilisés comme simulateurs quantiques afin de modéliser des problèmes de matière condensée par exemple, mais également comme sondes, d'autant plus précises qu'ils sont froids, pour accéder à des mesures de haute précision : détermination précise de constantes fondamentales telles que la constante de gravitation ou encore définition précise de la seconde [12]. Pour finir, l'étude des atomes froids pour eux-mêmes permet d'accéder à de nouveaux états de la matière (condensats de Bose-Einstein, verres de Bose) dont les propriétés peuvent à leur tour être étudiées dans des systèmes équivalents de matière

condensée [13].

Contenu du manuscrit

Ces travaux de thèse ont été effectués au Laboratoire Charles Fabry dans l'équipe de Thomas Bourdel. La condensation tout optique du ^{39}K a été atteinte avec le travail de Guillaume Salomon et Pengjun Wang, puis Steven Lepoutre nous a rejoint pour étudier les gaz quantiques à interactions contrôlables obtenus. Enfin, Amaudric Boissé, futur doctorant de l'équipe, a déjà pu participer à l'expérience lors des études sur les résonances de Feshbach. Les études présentées dans ce manuscrit s'intéressent à plusieurs aspects de la physique atomique actuelle et se scindent en quatre chapitres. Les deux premiers présentent le refroidissement tout optique du potassium 39 tandis que les deux suivants mettent en avant le contrôle des interactions accessible pour cette espèce atomique.

Chapitre 1

Afin d'atteindre la condensation tout optique du ^{39}K , il est en premier lieu nécessaire de mettre en place un refroidissement dissipatif efficace, permettant de produire des nuages denses et froids afin de charger directement un piège dipolaire à partir de mélasses optiques. Les étapes usuelles de piégeage magnéto-optique sont décrites puis l'étape clé de mélasses grises, permettant de refroidir le potassium 39 jusqu'à une température de $6\text{ }\mu\text{K}$, jamais atteinte avec d'autres méthodes, est présentée. Le processus de mélasses grises, mis en évidence dans les années 1990 dans le cadre des recherches sur le refroidissement atomique [14], est en effet depuis peu revenu sur le devant de la scène car il permet de refroidir des atomes pour lesquels le refroidissement Sisyphes habituel n'est pas efficace. Cette étape nous permet d'atteindre la condition d'échantillon froid. Pour ce qui est de la densité, la lumière D1 utilisée pour les mélasses grises est couplée à de la lumière D2 afin de réaliser une étape de piège magnéto-optique compressé, avant la phase de mélasses, qui densifie le nuage tout en le refroidissant. Ce chapitre se conclut sur le chargement d'un piège dipolaire large, permettant de collecter un maximum d'atomes à partir des mélasses grises.

Chapitre 2

Dans ce deuxième chapitre, les étapes de préparation du nuage dans le piège optique précédant la phase d'évaporation sont détaillées. En effet, en raison des mauvaises propriétés de collision du ^{39}K en champ magnétique nul, il est nécessaire d'utiliser les résonances de Feshbach afin d'évaporer efficacement jusqu'à la condensation. Pour avoir accès au contrôle des interactions entre tous les atomes du nuage, une étape de tri des états de spins dans le piège dipolaire doit être introduite dans notre expérience. Le premier condensat tout optique de ^{39}K est ainsi produit de manière rapide et efficace après une évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach.

L'étude de la température critique de condensation est ensuite présentée comme une première méthode de calibration du nombre d'atomes dans les gaz étudiés. Pour finir, les améliorations du montage expérimental, effectuées après l'obtention du condensat dans l'expérience, sont présentées.

Chapitre 3

Ce chapitre est consacré à l'étude des résonances de Feshbach du ^{39}K . En effet, si les résonances larges en onde s pour cette espèce atomique sont connues et utilisées dans les expériences, ce n'est pas le cas des résonances d'ordre supérieur qui sont uniquement prévues par la théorie.

Nous présentons ainsi l'observation de résonances de Feshbach en onde p dans des mélanges de spins prévues par la théorie. Par ailleurs, une résonance en onde d est également observée et les processus de pertes en jeu sont analysés. Ces études nous permettent, via l'analyse de l'évolution de la largeur des pertes ainsi que de celle de l'évolution du maximum de pertes en fonction de la température du gaz, de comprendre les processus de collision en jeu dans le cas de la résonance de Feshbach considérée. Nous montrons ainsi qu'un processus mettant en jeu deux étapes de collisions à deux corps en onde d permet d'expliquer les résultats expérimentaux observés.

Chapitre 4

Le dernier chapitre de cette thèse est finalement consacré aux premières études effectuées avec les gaz quantiques à interactions contrôlables que nous produisons avec le ^{39}K . Tout d'abord, nous étudions l'expansion d'un condensat dans le cross-over dimensionnel 1D-3D. En effet, dans le piège optique croisé considéré, en modifiant les interactions répulsives dans le condensat, la géométrie effective du condensat en expansion passe d'un régime tridimensionnel à un régime unidimensionnel. Nous montrons qu'un modèle théorique donnant le potentiel chimique local dans le cas intermédiaire permet d'expliquer nos résultats expérimentaux. Cette première expérience nous permet de nous assurer que le contrôle des interactions est réalisé correctement.

Enfin, dans l'optique d'étudier les effets conjoints du désordre et des interactions dans les gaz quantiques en dimensions réduites, nous nous intéressons au cas d'un condensat dans un piège unidimensionnel. Pour des interactions attractives entre atomes nous produisons des solitons brillants, *i.e.* des gaz quantiques auto-confinés longitudinalement par les interactions entre atomes. Nous souhaitons ainsi, en comparant la propagation d'un soliton dans un potentiel désordonné à celle d'un gaz parfait, mettre en évidence un effet spectaculaire d'un faible changement des interactions entre atomes sur la propagation d'un gaz dégénéré dans du désordre.

Chapitre 1

Un refroidissement dissipatif efficace pour le chargement d'un piège conservatif

Afin de réaliser une évaporation tout optique, plus rapide en général qu'une évaporation magnétique, il faut charger un piège optique directement après l'étape de mélasses. Pour que ce chargement soit efficace, il est au préalable nécessaire de préparer un nuage d'atomes dense et froid. Comme expliqué dans ce chapitre, la structure atomique du potassium oblige à utiliser des méthodes inhabituelles afin d'atteindre la densité et la température nécessaires au chargement direct du piège optique.

Après avoir décrit d'une part le système laser et d'autre part le reste du système expérimental utilisés, les différentes étapes nécessaires à la production d'un échantillon dense et froid seront expliquées. Un jet d'atomes collimaté charge un piège magnéto-optique tridimensionnel (MOT 3D). Suit une étape transitoire de compression dans un MOT comprimé (CMOT) pour finalement refroidir le nuage grâce à un processus de mélasses grises. Nous concluons sur le chargement direct d'un piège optique.

1.1 Montage expérimental

1.1.1 Système laser

La collection d'atomes, la compression du nuage et son refroidissement font intervenir des mécanismes de refroidissement Doppler puis sub-Doppler. Un refroidissement usuel (similaire à ce qui se fait généralement pour d'autres alcalins comme le ^{87}Rb par exemple) n'est pas efficace dans le cas du ^{39}K . Les difficultés rencontrées viennent essentiellement de la structure des niveaux atomiques de cette espèce.

Structure du ^{39}K

Comme on peut le constater sur la figure 1.1, la structure hyperfine des niveaux excités de la transition D2 du ^{39}K est étroite (33,8 MHz au total, et seulement 9,4 MHz entre les niveaux hyperfins $F' = 2$ et $F' = 1$ par exemple), notamment comparée à la largeur de raie correspondante $\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz. Ceci implique qu'il est difficile d'adresser une unique transition atomique avec un faisceau laser. Un nombre non négligeable d'atomes peut être couplé à d'autres transitions, induisant des processus de chauffage ou tout simplement

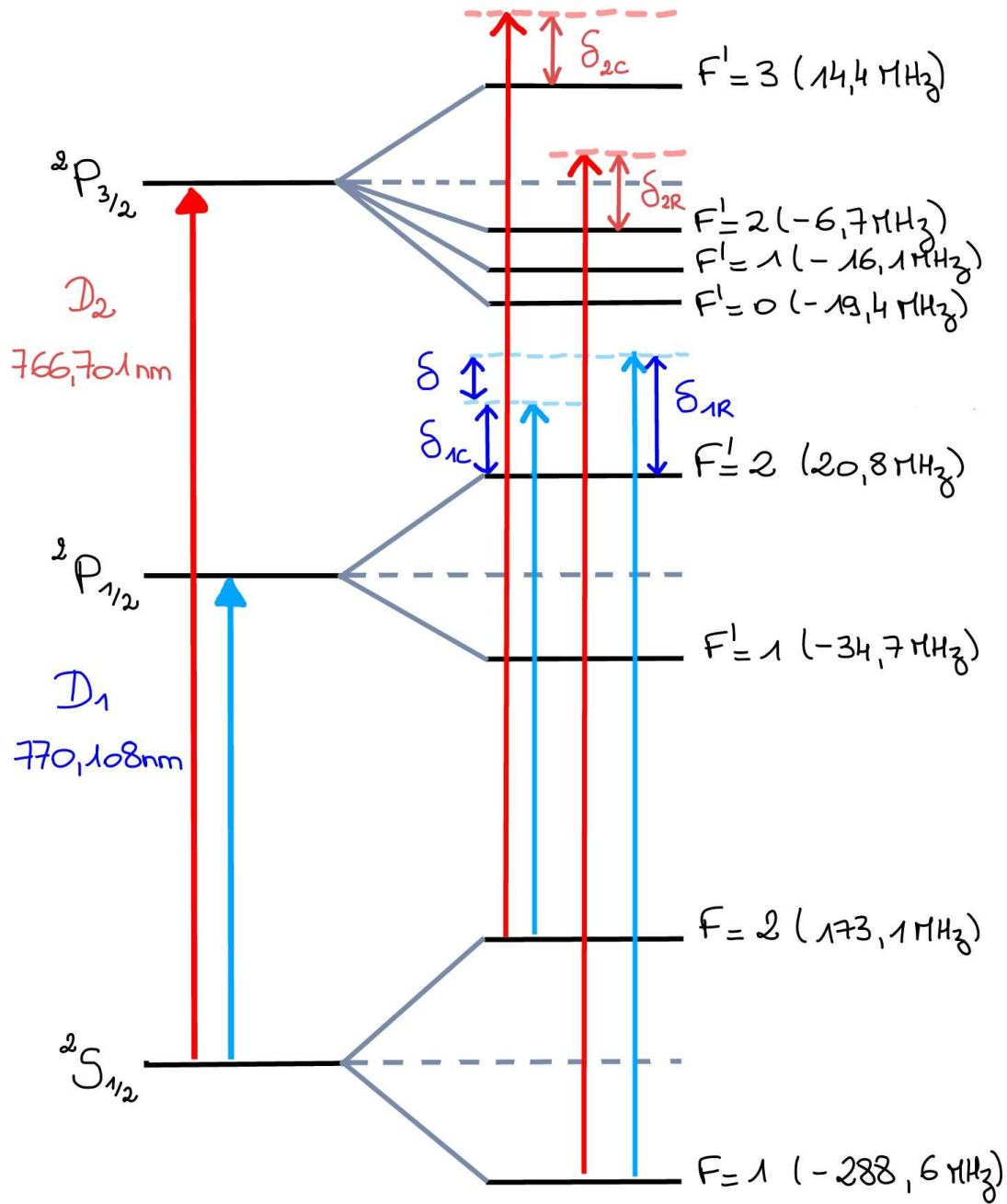


FIGURE 1.1 – Structure des niveaux atomiques du ^{39}K . Les flèches rouges représentent les positions en fréquences des faisceaux utilisés (indiqués 2) sur la transition D2. Ceux utilisés sur la transition D1 (indiqués 1) sont représentés en bleu. Les différents désaccords par rapports aux transitions de base (P code pour principal et R pour repompeur dans chacun des cas) sont définis sur cette figure.

des pertes.

Dans l'expérience nous utiliserons les deux transitions, D1 et D2, du ^{39}K . La première servira principalement au refroidissement comme expliqué dans le chapitre concernant les mélasses grises. La transition D2, habituellement utilisée pour les refroidissements Doppler et sub-Doppler des alcalins, sera utilisée dans les pièges magnéto-optiques. Il n'existe pas de vraie transition cyclante pour le ^{39}K , si bien qu'il est nécessaire d'utiliser pour chaque transition deux faisceaux adressant les deux niveaux fondamentaux. Par abus de langage on parlera des faisceaux principal et repompeur, même si dans le cas présent les deux faisceaux ont approximativement la même puissance. Les définitions seront données pour chaque transition dans les paragraphes correspondants.

Production de lumière D2

L'une des particularités de notre expérience est l'utilisation de technologies télécom fibrées pour la production des faisceaux lasers. Le principal avantage de ces technologies réside dans le fait qu'il n'y a pas d'éléments mécaniques dans le système, tout se fait par couplages fibre à fibre. Ces systèmes sont donc très stables vis à vis des vibrations ou encore d'éventuels changements de la température ambiante. Un des inconvénients que nous avons cependant rencontré est l'apparition de feedback dans les fibres induisant des instabilités en fréquence.

Pour produire la lumière sur la ligne D2 à 767 nm nous utilisons une diode DFB fibrée (Fitel) émettant de la lumière à 1534 nm. Cette dernière est amplifiée dans un amplificateur fibré dopé à l'erbium de 2 W (Manlight), lui-même couplé à deux fibres de sortie. Nous disposons ainsi de 600 mW de 1534 nm dans chacune de ces deux fibres. Suivent deux doubleurs fibrés (NTT Optoelectronics) dont l'un servira à créer la lumière du faisceau principal et l'autre celle du faisceau repompeur de la ligne D2. Après asservissement en température afin d'optimiser l'efficacité de doublage ils délivrent chacun environ 100 mW de 767 nm.

Par analogie avec les termes utilisés pour le refroidissement du ^{87}Rb le faisceau principal correspond à celui adressant la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ tandis que le faisceau repompeur adresse la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. On note δ_{2C} et δ_{2R} les désaccords en fréquence correspondants (voir figure 1.1). Après les doubleurs, des modulateurs acousto-optiques (AOM) servent à contrôler la puissance et la fréquence de chacun des deux faisceaux. Ces derniers sont ensuite recombinaés dans une fibre comme présenté sur le schéma 1.2. En sortie de fibre la lumière est séparée en deux parties, l'une injectant l'amplificateur optique dit TA (tapered amplifier) 2D et l'autre le TA dit 3D. L'avantage de la recombinaison préalable dans la fibre est que les deux faisceaux (principal et repompeur) ressortent dans le même mode, ce qui rend l'injection des TAs plus aisée. L'inconvénient majeur est qu'on n'a alors pas de contrôle indépendant des fréquences et puissances d'une part pour le MOT 2D et d'autre part pour le MOT 3D. Cet aspect du montage peut être corrigé comme nous le discuterons au paragraphe 2.6. Après les TAs, chacune des lignes 2D et 3D disposent encore d'AOM servant principalement à la coupure rapide de la lumière. Nous discuterons des spécificités de chacune de ces deux lignes un peu plus loin. Précisons cependant que pour chacune, un contrôle en continu du ratio en puissance entre repompeur et principal est obtenu grâce à l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot.

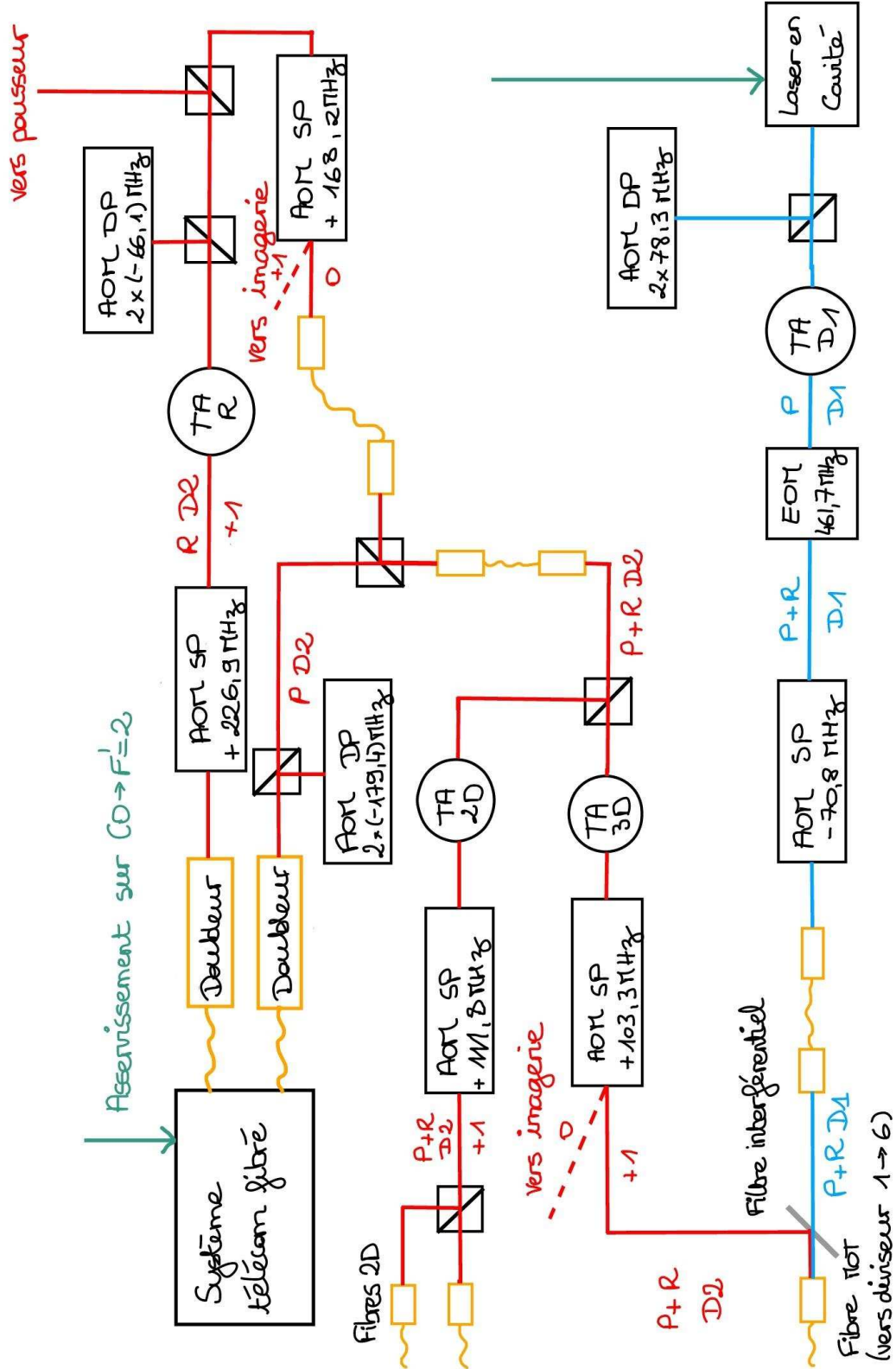


FIGURE 1.2 – Schéma du banc optique permettant de produire les lumières D2 (en rouge) et D1 (en bleu). Les notations P et R désignent respectivement les faisceaux dont les fréquences sont ajustées pour former le principal et le repompeur de chaque transition. Les notations SP et DP pour les modulateurs acousto-optiques signifient respectivement Simple Passage et Double Passage.

Production de lumière D1

La principale différence dans la production de la lumière D1, dont le banc optique est également présenté sur la figure 1.2, réside dans l'utilisation d'un laser en cavité étendue. Cette solution est beaucoup moins stable mécaniquement que les technologies télécom fibrées. Même si la majeure partie des données présentées dans cette thèse ont été prise avec le montage décrit ici, nous avons récemment modifié la ligne de production de la lumière D1 afin de gagner en stabilité dans l'expérience (voir section 2.6).

Le faisceau à 770 nm est produit par un laser en cavité étendue dans lequel la sélection en fréquence est faite grâce à un filtre interférentiel [15]. La lumière ainsi produite est ensuite amplifiée dans un TA et le faisceau repompeur est créé grâce à un modulateur électro-optique (EOM) Qubig modulé autour de 461.7 MHz (écart en fréquence entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins). L'avantage ici est que les faisceaux principal et repompeur sont directement superposés à la sortie de l'EOM. Ce dernier crée une bande latérale (la repompe) à partir d'une porteuse (le principal). Dans notre cas l'intensité dans la bande latérale vaut 30% de l'intensité totale en sortie de l'EOM. Le faisceau résultant passe enfin par un AOM avant d'être injecté dans une fibre optique dont la sortie est superposée au faisceau MOT 3D de la ligne D2. Nous reviendrons un peu plus loin sur cet aspect du montage.

Précisons que le faisceau appelé principal pour la lumière D1 adresse la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ tandis que le repompeur est sur $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Les désaccords δ_{1C} et δ_{1R} sont définis par rapports à ces transitions, comme montré sur la figure 1.1.

1.1.2 Système expérimental

Le travail de notre équipe sur le refroidissement du ^{39}K a démarré peu avant le début de ma thèse, lors de l'été 2012. Précédemment l'expérience utilisait du ^{87}Rb et si les tables optiques ont été reconstruites, l'architecture générale du système expérimental, détaillée dans la suite, est la même que celle utilisée pour les expériences sur le rubidium. Des descriptions plus complètes de ce système peuvent être trouvées dans les thèses d'anciens doctorants de l'équipe [16, 17].

Le système à vide utilisé (figure 1.3) est constitué de deux enceintes : la chambre de collection dans laquelle le MOT (ou PMO sur le schéma) 2D est réalisé et la chambre de science dans laquelle le reste du cycle expérimental a lieu. Le lien entre les deux chambres est fait via un tube de 2 mm de diamètre. Le vide est maintenu dans l'expérience grâce à deux pompes ioniques.

Production et contrôle du nuage d'atomes

Afin de charger le MOT 3D dans la chambre de science, première étape du refroidissement tout optique mis en place dans notre expérience, un jet d'atomes est créé à partir d'un MOT 2D réalisé dans la chambre de collection. La mise en place et l'optimisation des pièges magnéto-optiques sont détaillées dans la section suivante. La source atomique est un échantillon de potassium solide chauffé à environ 150 °C. La chambre de collection est quant à elle chauffée à 50 °C. Le chauffage de ces parties du système est nécessaire à l'obtention d'une pression de vapeur saturante suffisante dans l'enceinte. Cette dernière, déterminée via des mesures d'absorption, est de $2 \cdot 10^{-8}$ mbar dans la chambre de collection. Le jet atomique passe par le tube reliant les deux chambres qui crée un

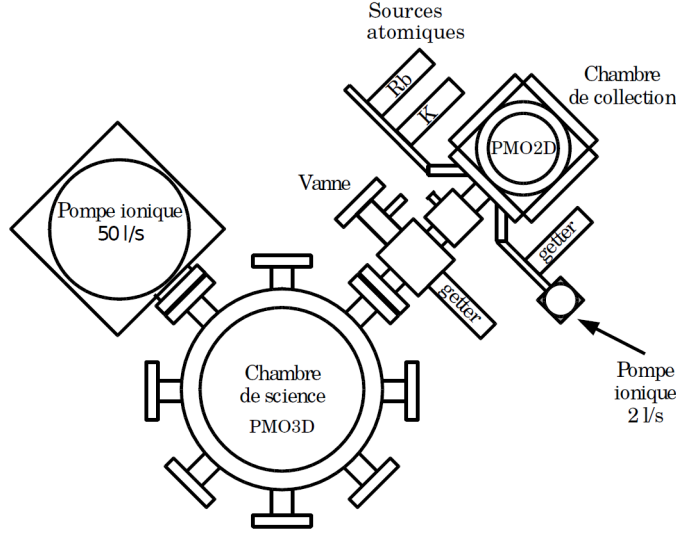


FIGURE 1.3 – Schéma du système à vide

pompage différentiel de l'ordre de 10^{-3} . La pression dans la chambre de science est de l'ordre de 10^{-10} mbar. Les bobines du MOT 2D sont placées sous vide, dans la chambre de collection. Des bobines de compensation sont placées autour de cette même chambre. La chambre de science possède 2 hublots CF160, permettant un large accès optique, ainsi que 8 ouvertures CF40. Les deux bobines du MOT 3D, de 126 tours chacune et refroidies à l'eau, sont placées à l'extérieur de la chambre de science. Leur axe est perpendiculaire aux deux gros hublots. Notons dès à présent qu'il est possible de passer d'une configuration anti-Helmholtz (pour réaliser un champ magnétique quadrupolaire) à une configuration Helmholtz (pour réaliser une région de champ magnétique constant) en changeant le sens de passage du courant dans une des deux bobines du MOT 3D. Avec les mêmes bobines nous pourrions donc créer aisément le gradient de champ magnétique nécessaire au MOT puis le champ dipolaire magnétique utilisé pour accéder aux résonances de Feshbach.

Diagnostic du nuage d'atomes

Nous disposons de plusieurs moyens de diagnostic de l'échantillon atomique. Tout d'abord, la fluorescence du MOT 3D est enregistrée en continu par une photodiode. Le signal, affiché sur oscilloscope, nous permet de vérifier à tout instant que le MOT est normal.

Deux systèmes d'imagerie sont par ailleurs utilisés. L'imagerie par fluorescence est obtenue à l'aide d'une caméra amplifiée EM-CCD-ANDOR-IXON dont l'ouverture numérique vaut 0,12. Cette caméra peut être placée soit face à l'un des deux gros hublots de la chambre de science soit de sorte à voir l'échantillon atomique par au-dessus. L'imagerie par absorption est effectuée au moyen d'une caméra CCD Pixelfly QE. Elle est moins utilisée que l'imagerie par fluorescence mais nous permet d'imager selon un autre axe de l'expérience et ainsi d'avoir un aperçu de la forme et de l'évolution du nuage dans l'espace.

1.2 Collection d'un maximum d'atomes : pièges magnéto-optiques

Comme dans une grande partie des expériences d'atomes froids, la première étape du refroidissement du ^{39}K est ici une étape de piégeage magnéto-optique. Cette technique utilise la force de pression de radiation (ou force dissipative), l'un des deux types de force exercée par la lumière sur la matière [18]. Le déséquilibre entre les forces radiatives exercées par deux faisceaux contrapropageants proches de résonance, dû à l'effet Doppler, permet de ralentir les atomes en mouvement. En présence d'un gradient de champ magnétique cet effet dépend de la position des atomes (effet Zeeman) et induit une force de rappel donc un piégeage. Dans le cas du ^{39}K , à cause de la structure hyperfine étroite de l'état excité de la transition D2 (transition piégeante), le désaccord en fréquence des faisceaux lasers utilisés doit être dans le rouge du multiplet. Il en résulte un besoin en puissance accru (par rapport au ^{87}Rb par exemple).

Dans notre expérience un premier MOT 2D, piégeant les atomes d'une vapeur de ^{39}K dans deux directions de l'espace uniquement, est réalisé dans la chambre de collection. Un faisceau pousseur ne contenant que de la repompe permet alors d'envoyer un jet d'atomes collimaté vers la chambre de science. Un second MOT, tri-dimensionnel cette fois-ci, piège les atomes au centre de l'enceinte. La mise en place expérimentale ainsi que l'optimisation de ces deux étapes sont présentées dans cette section.

1.2.1 MOT 2D

Détails expérimentaux

En sortie du TA 2D la puissance lumineuse (composée environ pour moitié de principal et pour moitié de repompeur) est divisée en deux parties. Chacune d'elles est injectée dans une fibre optique. On dispose au mieux d'environ 50 mW de puissance utile en sortie de chaque fibre 2D dans des faisceaux de 1,8 cm de diamètre. Chacun des faisceaux obtenus est ensuite divisé en deux à l'aide de deux séparatrices 50/50 afin d'augmenter la taille longitudinale (*i.e.* dans l'axe du faisceau pousseur) de la zone éclairée. Le MOT 2D est ainsi efficace pour un plus grand nombre d'atomes.

En ce qui concerne le champ magnétique, deux paires de bobines (marrons et bleues sur la figure 1.4) permettent de créer le gradient de champ magnétique nécessaire au piège magnéto-optique d'une part, et d'assurer un minimum de champ constant le long de l'axe du piège d'autre part. Enfin, des compensatrices (bobines jaunes) servent à déplacer ce minimum de champ afin de diriger le jet d'atomes vers le trou. Le gradient de champ dans ce MOT 2D est de 10 G.cm^{-1} . Vient s'ajouter à ce dispositif le faisceau pousseur légèrement désaccordé vers le bleu par rapport au repompeur de la transition D2. Ses caractéristiques une fois optimisées sont les suivantes : $\delta_{\text{pousseur}} = 0,3\Gamma$ et $P_{\text{pousseur}} = 1 \text{ mW}$.

Optimisation

L'étape de MOT 2D permet de créer le jet d'atomes collimaté qui chargera le MOT 3D, en lieu et place du ralentisseur Zeeman privilégié dans d'autres d'expériences. Malgré un besoin en puissance lumineuse accru, le gain en encombrement spatial est à l'origine de la mise en place de ce système. Le facteur de mérite à considérer pour optimiser ce premier piège magnéto-optique est le taux de capture dans le MOT 3D. Ce dernier est

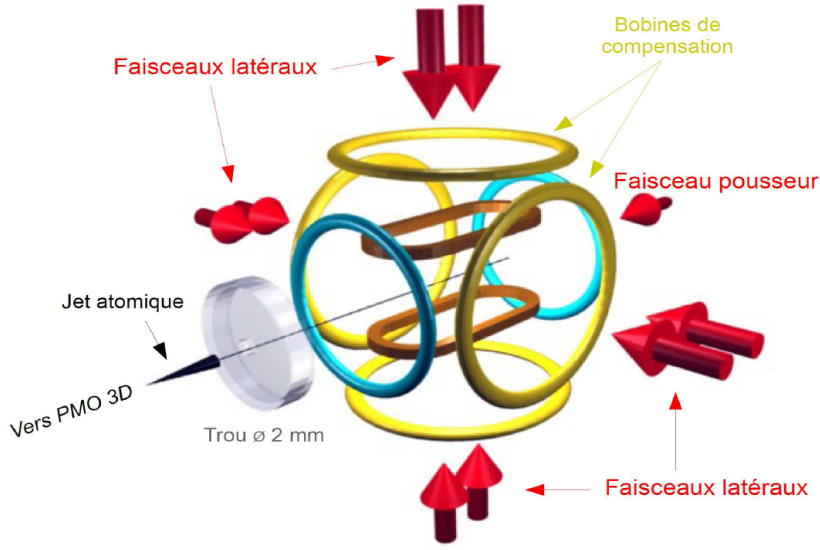


FIGURE 1.4 – Principe du MOT 2D - figure extraite de [17]

obtenu par ajustement linéaire du chargement du MOT 3D aux temps courts. Le taux de capture dans le MOT 3D Γ_C en fonction de la puissance en sortie d'une des fibres du MOT 2D est tracé sur la figure 1.5.

Le taux de capture maximum obtenu pour 50 mW en sortie de chacune des fibres 2D est de l'ordre de 3.10^9 atomes par seconde dans le cas d'un MOT 3D optimisé, utilisant de la lumière D2 uniquement. On observe expérimentalement que le régime de saturation du taux de capture n'est pas atteint. En augmentant la puissance dans les faisceaux du MOT 2D il serait possible de gagner en taux de chargement.

Le montage tel que présenté ici, qui a servi pour la majeure partie des prises de données détaillées dans les deux premiers chapitres de cette thèse, présente cependant un certain nombre d'inconvénients. Tout d'abord, les fréquences et le ratio en puissance entre repompeur et principal des MOT 2D et 3D sont couplés. On ne peut les contrôler indépendamment. L'optimisation du MOT 3D étant plus critique pour la suite de l'expérience que celle du MOT 2D, nous avons choisi les paramètres afin d'optimiser le MOT 3D. L'une des améliorations possibles de notre montage expérimental serait de rendre indépendantes ces deux parties de la ligne D2. Une solution sous forme d'un nouveau design pour la table optique sera proposée dans la section 2.6 de cette thèse.

Les paramètres utilisés pour le MOT 2D sont les suivants :

- $\delta_{2C} = -7, 2\Gamma$, $\delta_{2R} = -3, 1\Gamma$
- $I_{tot} = 22I_{sat}$ où $I_{sat} = 1, 75 \text{ mW.cm}^2$, $\frac{I_{2R}}{I_{2C}} = 1$
- on obtient au mieux $\Gamma_C \simeq 3.10^9$ atomes par seconde

I_{tot} est l'intensité totale en sortie d'une des deux fibres 2D. Ces résultats sont également discutés dans la thèse de G. Salomon [19] où ils sont comparés à ceux obtenus par d'autres groupes refroidissant du ^{39}K [20, 21, 22].

Certaines améliorations ont d'ores et déjà été apportées au montage. Un nouveau TA, délivrant plus de puissance, a été mis en place. Par ailleurs, nous avons ajouté des lentilles cylindriques en sortie des fibres du MOT 2D. Nous expliciterons les avantages de ces

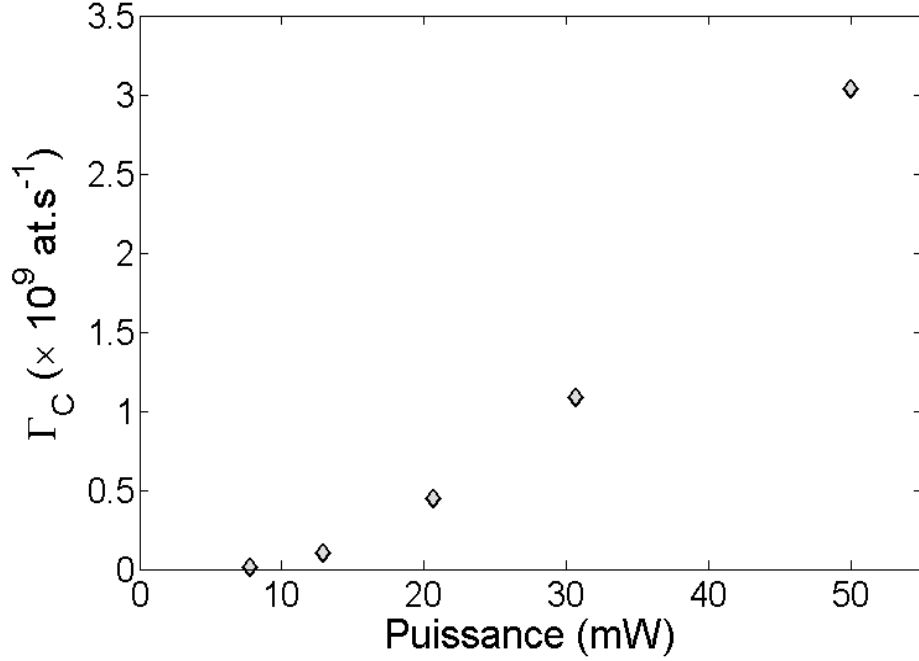


FIGURE 1.5 – Taux de capture dans le MOT 3D en fonction de la puissance dans les faisceaux du MOT 2D

changements dans la partie 2.6.

1.2.2 MOT 3D

Les atomes de ^{39}K provenant du jet collimaté sont chargés dans le MOT 3D dans la chambre de science. Nous verrons dans cette section les deux étapes d'optimisation du piège magnéto-optique tridimensionnel de notre expérience. La première consiste à considérer les paramètres de la lumière sur la transition D2. La seconde fait intervenir en plus de la lumière sur la transition D1 et nous permet d'améliorer le nombre d'atomes chargés.

Détails expérimentaux

En sortie du TA 3D, le faisceau est injecté dans une fibre reliée à un diviseur Schäfter-Kirchoff nous permettant de réaliser les 6 faisceaux MOT. Il convient de préciser à ce stade que les deux lumières, D1 et D2, doivent être injectées dans cette même fibre afin d'avoir dans les deux cas une balance de puissance correcte. Etant donné que les puissances relatives entre les 6 fibres de sortie du MOT 3D sont contrôlées grâce à des séparatrices dépendantes de la polarisation de la lumière et des lames de phase, les quatre fréquences (principal et repompeur sur la D1, principal et repompeur sur la D2) doivent entrer avec la même polarisation. L'astuce ici consiste à utiliser un filtre interférentiel Radiant Dyes (même modèle que celui du laser en cavité étendu de la ligne D1) afin de recombiner les deux lumières. Ce filtre peut transmettre la lumière entre 761 nm et 783 nm selon son orientation par rapport au faisceau qui le traverse. Le spectre de transmission a une largeur totale à mi-hauteur de 0,4 nm. Il est utilisé en transmission pour la lumière D1 à 770 nm et en réflexion pour la lumière D2 à 767 nm. Il induit environ 10% de pertes pour

la puissance lumineuse en transmission, de même en réflexion.

Optimisation de la lumière D2 dans le MOT 3D

L'injection de la lumière D2 dans la fibre reliée au diviseur Shäfter-Kirchoff nous permet d'avoir 17 mW de lumière à 767 nm dans chacun des 6 faisceaux MOT de 1,8 cm de diamètre, soit environ $7,5I_{sat}$ au centre de chaque faisceau. Le facteur de mérite pour l'optimisation du MOT 3D est le nombre d'atomes chargés. Les différents paramètres à optimiser sont les désaccords en fréquence δ_{2C} et δ_{2R} , les intensités I_{2C} et I_{2R} , ainsi que l'amplitude du gradient de champ magnétique γ_{mag} dans l'axe fort. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 1.6. Dans l'expérience, les faisceaux ainsi que le champ sont allumés au début de la phase de MOT puis maintenus constants en fréquence et en puissance pendant toute la durée de cette étape.

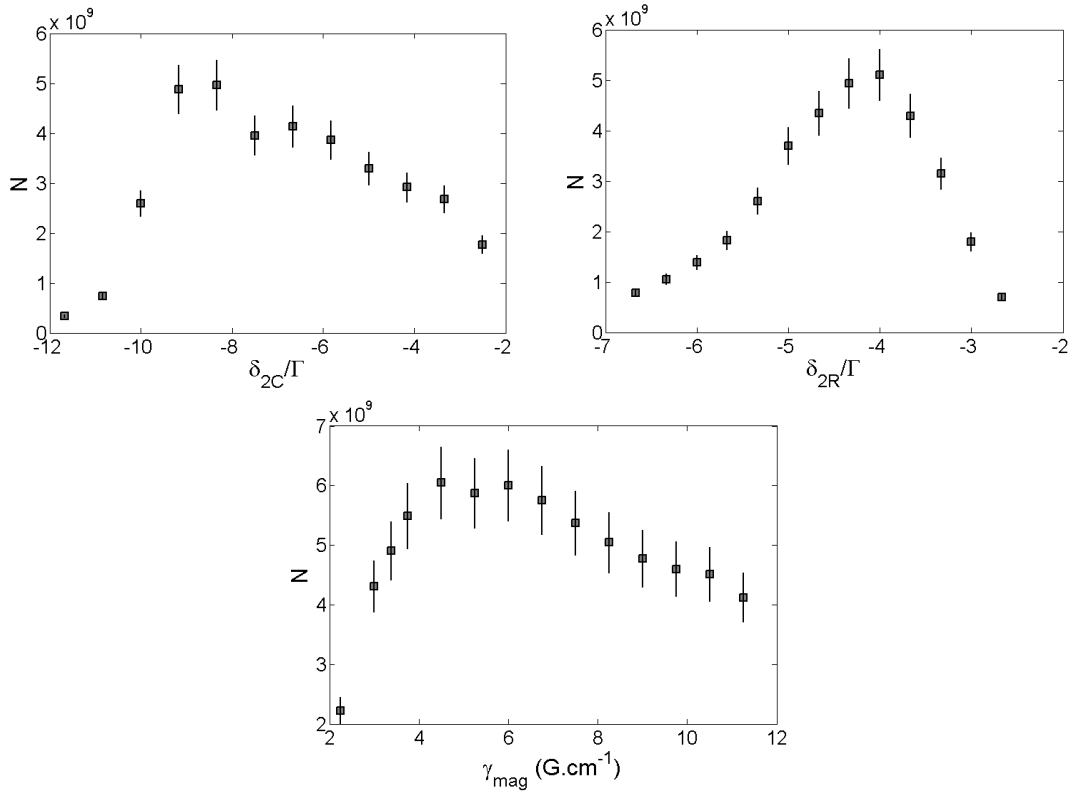


FIGURE 1.6 – Optimisation du nombre d'atomes chargés dans le MOT en fonction des paramètres des faisceaux D2 et du gradient de champ magnétique. Les bobines en configuration quadrupole produisent 0,75 Gauss.cm $^{-1}$.A $^{-1}$ [16].

La configuration optimale en amplitude a été trouvée telle que $I_{2R} = I_{2C}$ et $I_{2,tot} = 7,5I_{sat}$. C'est avec le maximum de puissance qu'on parvient à capturer le maximum des atomes composant le jet provenant du MOT 2D.

En théorie le refroidissement Doppler dans le MOT devrait être optimal pour des désaccords en fréquence égaux à $\frac{-\Gamma}{2}$. Ce n'est pas le cas ici. En effet, la structure hyperfine étroite du ^{39}K oblige à travailler dans le rouge de tout le multiplet afin de limiter les processus de chauffage sur les transitions que l'on ne souhaite pas adresser à la base. On ne peut cependant pas se décaler infiniment de la condition de résonance sous peine de trop diminuer la force de friction qui permet de ralentir les atomes dans le MOT. Si l'on

voulait être encore plus désaccordé vers le rouge il faudrait disposer de plus de puissance lumineuse. Ces observations sont valables à la fois pour le faisceau principal et pour le faisceau repompeur.

Dans un MOT, la densité est limitée par les processus de collisions assistées par la lumière ainsi que par les processus de réabsorption de photons. Le gradient de champ magnétique ne doit donc pas être trop élevé sous peine de ne plus minimiser ces processus, ni trop bas pour ne pas trop diminuer la force de rappel ressentie par les atomes. C'est ce qu'on observe sur la figure 1.6.

Ces résultats sont présentés et comparés à ceux obtenus dans d'autres expériences concernant du ^{39}K dans la thèse de G. Salomon [19].

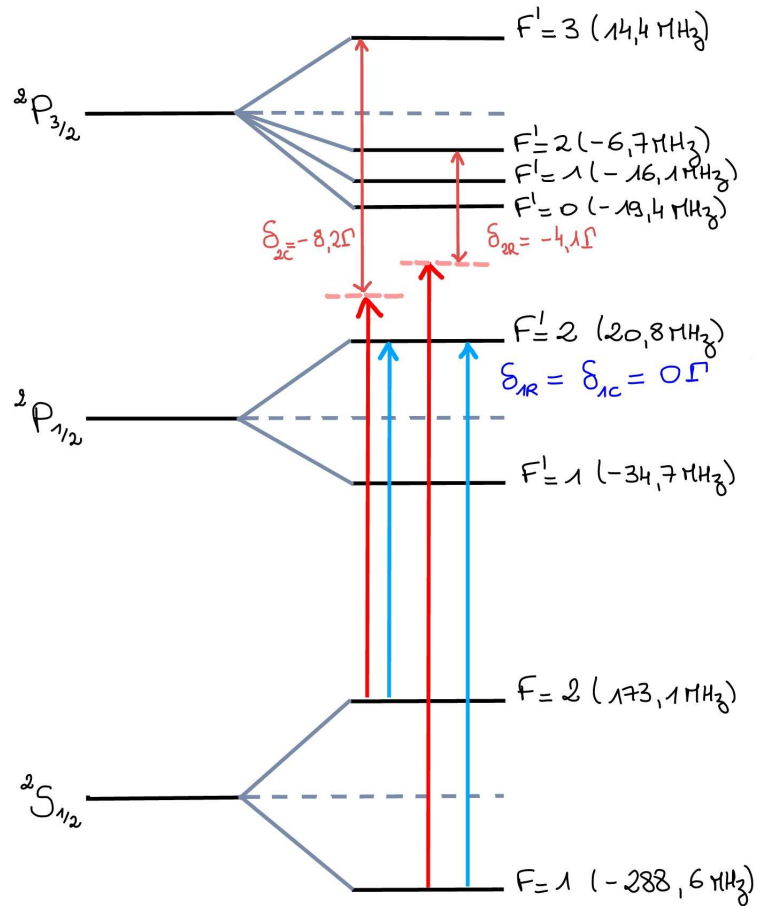


FIGURE 1.7 – Position en fréquence des faisceaux lasers dans le MOT

MOT 3D en ajoutant de la lumière D1

Après avoir optimisé les mélasses grises (voir section 1.4) et vu son efficacité, nous avons essayé d'utiliser la lumière D1 dans les autres étapes du refroidissement atomique. Comme nous le verrons dans la section suivante (1.3), l'utilisation de lumière D1 dans le CMOT (MOT compressé) est très profitable. On peut cependant déjà constater un effet bénéfique de son utilisation dans le MOT.

De la même façon que réduire l'amplitude du gradient de champ magnétique permet de diminuer la densité dans le MOT et donc de capturer un plus grand nombre d'atomes, on

peut ici ajouter de la lumière à résonance sur la transition D1 (la valeur optimale pour le gradient de champ magnétique dans le MOT 3D doit alors être légèrement augmentée $\gamma_C \simeq 8,7 \text{ Gauss.cm}^{-1}$). Il y a compétition entre l'éclatement du MOT dû à la lumière D1 à résonance et la force de rappel due à la lumière D2 combinée au gradient de champ magnétique. Cette compétition conduit à un MOT moins dense car plus gros et donc à une diminution des pertes liées à la densité.

Ajouter la lumière D1 dans le MOT 3D D2 est aisé puisque les deux faisceaux ont été injectés dans la même fibre et sortent donc des 6 mêmes coupleurs après le diviseur Schäfter-Kirchoff. La D1 est ajoutée dès le début de la phase de MOT et est maintenue constante en fréquence et en puissance jusqu'à la fin de cette étape. Dans le cas où $\gamma_C \simeq 8,7 \text{ Gauss.cm}^{-1}$, l'ajout de lumière à 770 nm, à pleine puissance, conduit dans notre MOT 3D à une augmentation du nombre d'atomes capturés de l'ordre de 60% [23]. Il semble équivalent dans notre expérience de réduire le gradient de champ magnétique utilisé dans le MOT 3D D2 ou bien d'y ajouter de la lumière D1 à résonance. Dans la suite nous avons pris le parti d'utiliser de la lumière D1.

Les paramètres optimaux dans le MOT 3D sont finalement :

- $t_{\text{MOT}} = 4 \text{ s}$
- $\delta_{2C} = -8,2\Gamma$, $\delta_{2R} = -4,1\Gamma$
- $I_{2,tot} = 7,5I_{sat}$, $\frac{I_{2R}}{I_{2C}} = 1$
- $\delta_{1C} = \delta_{1R} = 0\Gamma$
- $I_{1,tot} = 2I_{sat}$, $\frac{I_{1R}}{I_{1C}} = \frac{1}{3}$

Les positions en fréquence des différents faisceaux utilisés sont représentées sur la figure 1.7.

En optimisant les divers paramètres des faisceaux principal et repompeur D2, et en ajoutant de la lumière D1 à résonance, au maximum de puissance disponible, nous sommes capables d'obtenir un MOT 3D de ^{39}K capturant en $t_{\text{MOT}} = 4 \text{ s}$ $N = 5.10^9$ atomes à une température $T_{\text{MOT}} = 2 \text{ mK}$.

1.3 Echantillon dense : CMOT hybride

Pour charger efficacement un piège optique directement depuis les mélasses il faut rassembler un maximum d'atomes, froids, dans un volume restreint, autrement dit avoir un nuage dense. Si la phase de mélasses grises décrite dans la section 1.4 permettra de refroidir le nuage de plusieurs ordres de grandeur, elle ne permet pas d'augmenter la densité de l'échantillon atomique. Il est nécessaire d'inclure une étape intermédiaire de compression du nuage, communément appelée piège magnéto-optique compressé, qu'on notera CMOT dans la suite.

La méthode usuelle, utilisant la transition piégeante D2 sera brièvement décrite, puis notre méthode moins conventionnelle combinant lumière D1 et lumière D2 de façon astucieuse sera expliquée.

1.3.1 Principe du fonctionnement d'un CMOT usuel

La densité obtenue dans un MOT est en général limitée par les processus de réabsorption et de collisions assistées par la lumière. On peut malgré tout, de façon transitoire, augmenter la densité du piège magnéto-optique en changeant les fréquences et les puissances des faisceaux lasers, ainsi qu'en modifiant le champ magnétique de façon à comprimer le nuage [24, 25]. L'idée de base est la suivante : la puissance du faisceau de repompe est baissée tandis que le désaccord en fréquence du faisceau principal est augmenté. Ceci conduit au pompage des atomes vers un état peu couplé à la lumière et limite donc les processus gênants suscités. Le gradient de champ magnétique est également augmenté afin d'aider à la compression du nuage d'atomes. Cette méthode, utilisée avec succès par d'autres groupes notamment pour le ^{39}K [26], permet dans notre cas de multiplier la densité obtenue en fin de MOT 3D par un facteur 3 environ.

Nous allons voir dans la partie qui suit que ce facteur peut être bien plus grand (de l'ordre de 10) en utilisant une combinaison de lumière D1 et de lumière D2.

1.3.2 Optimisation expérimentale du CMOT hybride

L'idée de base du CMOT reste la même dans notre cas, mais nous allons tirer parti des états noirs naturellement présents sur la transition principale D1, qui est une transition $J \rightarrow J$. En effet ces états noirs peuvent jouer le rôle des états peu couplés à la lumière, du moins là où le champ magnétique est nul (soit au centre du piège). Il faut par ailleurs conserver au moins l'un des faisceaux sur la transition D2 qui, contrairement à la transition D1, est piégeante. Dans notre montage, on peut avoir le faisceau principal D1 sans le faisceau repompeur correspondant, mais pas l'inverse à cause de la façon dont on utilise l'EOM. Nous allons donc naturellement utiliser pour ce CMOT hybride le faisceau principal de la transition D1 combiné au faisceau repompeur de la transition D2. Le schéma de niveaux de la figure 1.8 montre la configuration optimale obtenue dans ce cas.

Le facteur de mérite pour l'optimisation de cette étape est la densité $n = \frac{N}{V}$ où N est le nombre d'atomes et V le volume effectif dans lequel ces atomes se trouvent. Les différents paramètres sont changés au début de la phase de CMOT puis maintenus constants pendant $t_{\text{CMOT}} = 7 \text{ ms}$.

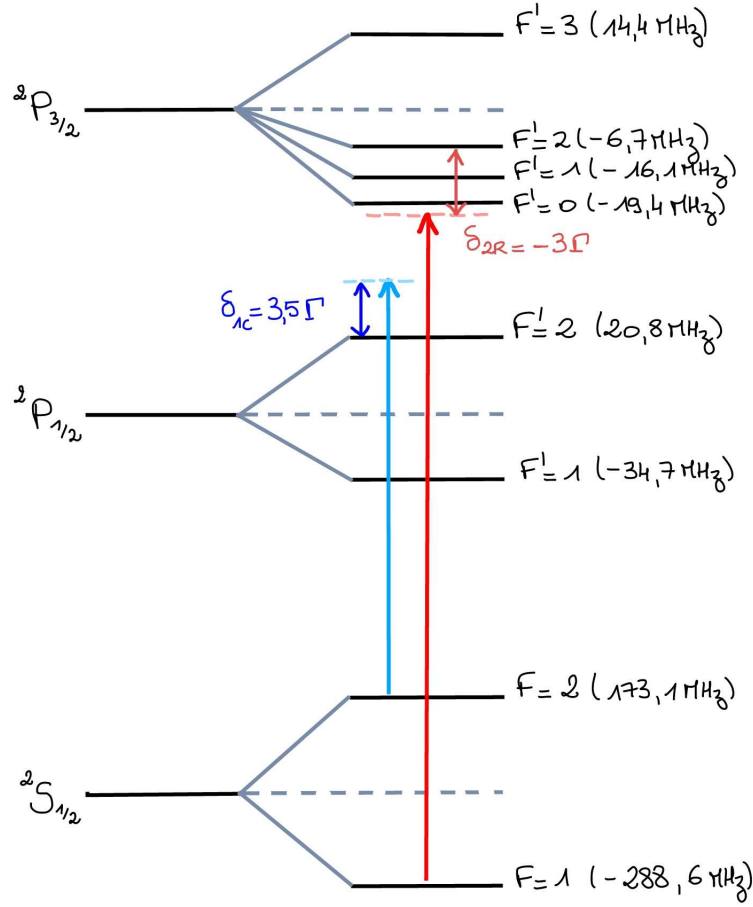


FIGURE 1.8 – Position en fréquence des faisceaux lasers dans le CMOT

Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux pour l'optimisation de la densité dans le CMOT sont présentés sur la figure 1.9. De la même façon que dans le cas d'un CMOT usuel, la puissance de la repompe est diminuée. En revanche il est favorable de mettre la puissance maximale disponible dans le faisceau principal. Notons dès à présent que si la puissance dans la repompe est trop diminuée, la densité chute rapidement. En effet, seule la repompe D2 conduit à une force de piégeage pour les atomes. Par ailleurs, le faisceau repompeur D2 doit toujours être désaccordé dans le rouge du multiplet tandis que le faisceau principal D1 est décalé vers le bleu de la transition. Ces observations peuvent être mieux comprises en regardant les données de plus près.

1.3.3 Interprétation

Afin de mieux appréhender le fonctionnement du CMOT hybride utilisé ici, nous allons nous intéresser à l'évolution du nombre d'atomes N et de la température T du nuage pour chacun des paramètres (fréquence et puissance) des faisceaux utilisés.

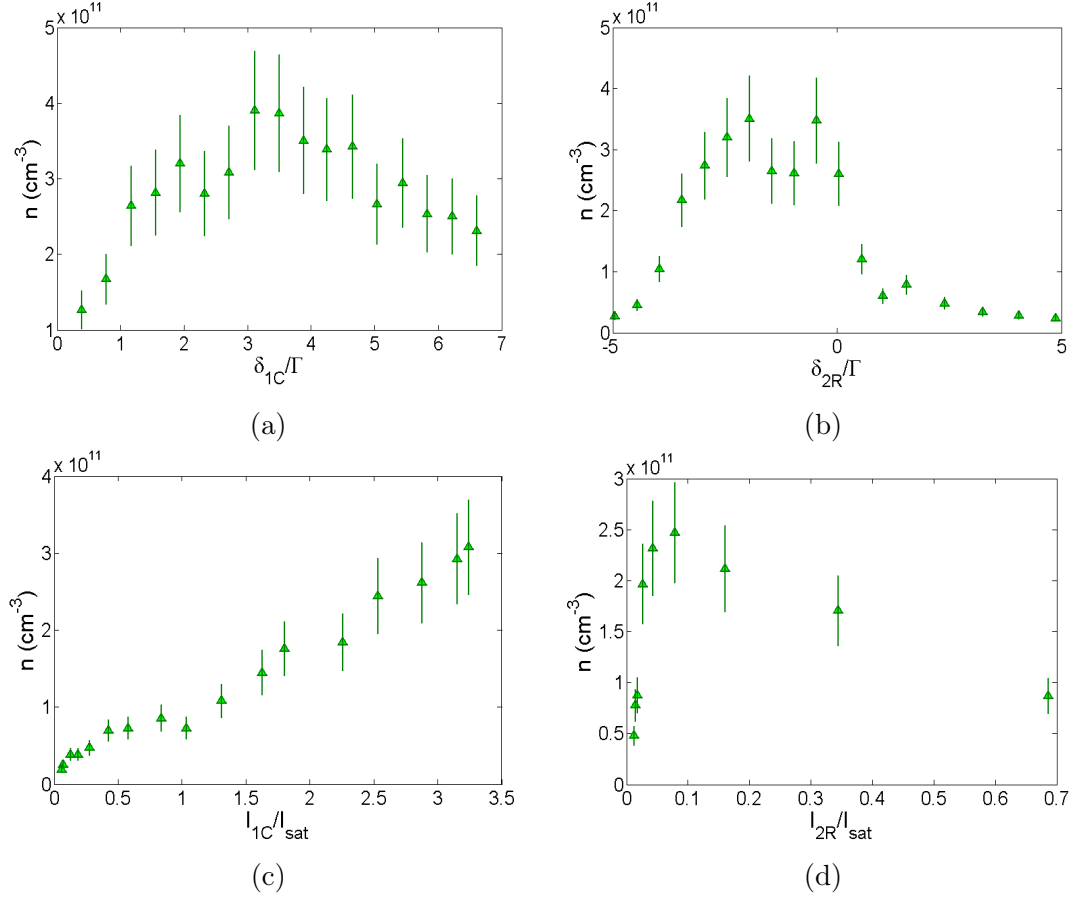


FIGURE 1.9 – Optimisation de la densité dans le CMOT en fonction des décalages en fréquences ainsi que des intensités au centre pour les deux faisceaux utilisés.

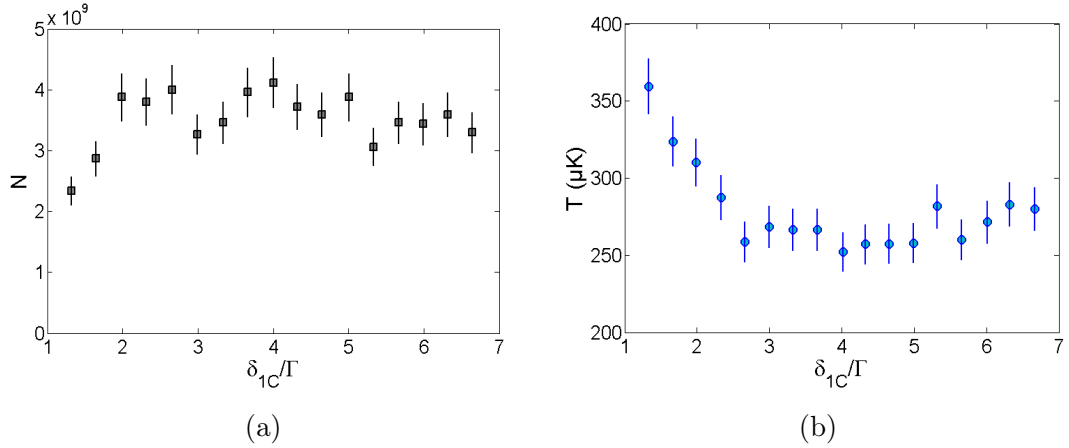


FIGURE 1.10 – Evolution du nombre d'atomes (a) et de la température (b) en fonction du désaccord en fréquence du faisceau principal sur la D1.

Influence du désaccord en fréquence du faisceau principal

La situation optimale est obtenue pour $\delta_{1C} > 0$ (bleu de la transition). Se rapprocher de résonance entraîne du chauffage et une perte d'atomes. Un mécanisme de type mélasse grises (expliqué dans la section 1.4) est mis en jeu au centre du piège, là où le champ magnétique est nul. C'est le faisceau principal D1 qui est responsable du refroidissement

du CMOT, et lui seul, comme on le verra dans l'étude des autres paramètres.

Influence du désaccord en fréquence du faisceau repompeur

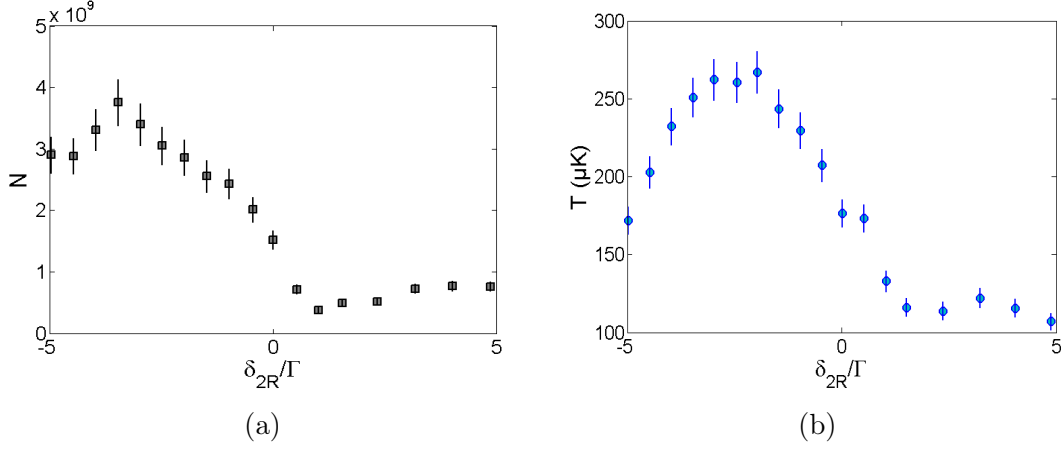


FIGURE 1.11 – Evolution du nombre d'atomes (a) et de la température (b) en fonction du désaccord en fréquence du faisceau repompeur sur la D2.

Même si un décalage dans le bleu de la transition pour la repompe conduit à des températures plus basses que dans le rouge (températures sub-Doppler), le nombre d'atomes piégés n'est plus suffisant pour avoir une densité optimale. La fréquence du faisceau repompeur doit ainsi être décalée dans le rouge de la transition. Trop près de la résonance, des phénomènes de réabsorption et de collision vont limiter la densité du CMOT. Si inversement le faisceau est désaccordé trop loin de la résonance, il n'y aura plus assez de force de piégeage. Il faut en fait jouer à la fois sur la fréquence et sur l'intensité du faisceau repompeur pour pouvoir être assez proche de la condition de résonance tout en limitant les pertes.

Influence de l'intensité du faisceau principal

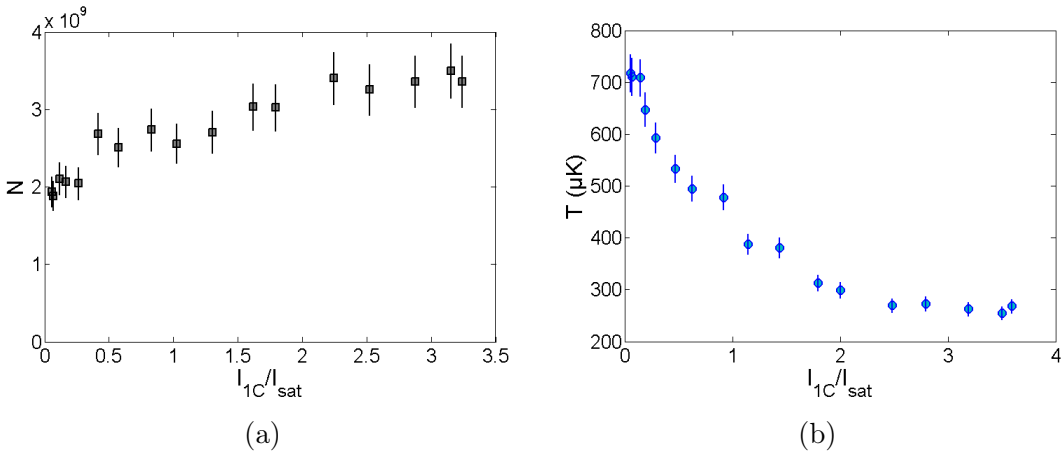


FIGURE 1.12 – Evolution du nombre d'atomes (a) et de la température (b) en fonction de l'intensité du faisceau principal sur la D1.

Il faut garder un maximum de puissance dans le faisceau principal afin d'obtenir une densité optimale. En effet, même si le nombre d'atomes est assez stable lorsque l'on modifie la puissance lumineuse dans le faisceau principal D1, le mécanisme de refroidissement n'est plus aussi efficace lorsque cette puissance est baissée. D'autre part, la vitesse de capture augmente avec la puissance du faisceau principal D1 d'où la légère augmentation du nombre d'atomes dans le CMOT hybride.

Influence de l'intensité du faisceau repompeur

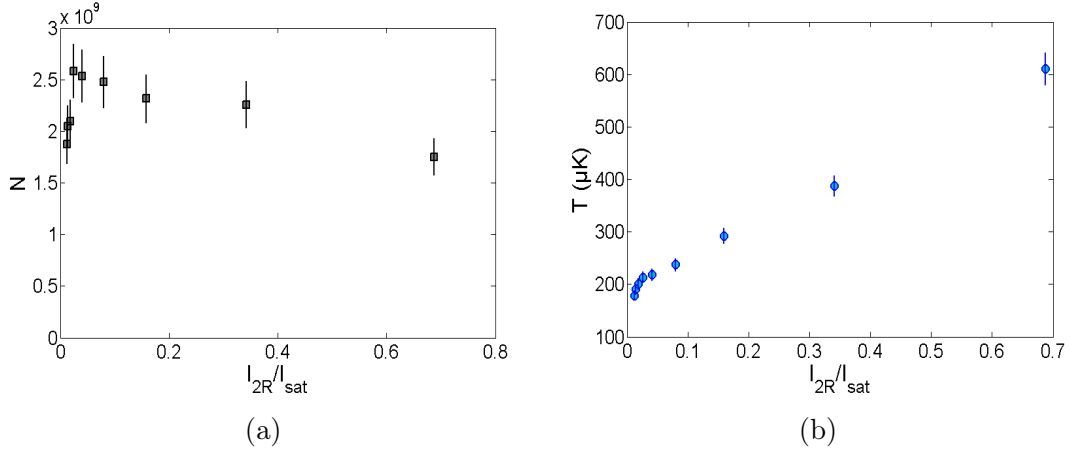


FIGURE 1.13 – Evolution du nombre d'atomes (a) et de la température (b) en fonction de l'intensité du faisceau repompeur sur la D2.

Etant donné qu'il faut être assez proche de résonance (tout en étant dans le rouge de la transition) pour que la transition reste piégeante, il est nécessaire de baisser la puissance du repompeur afin de minimiser les phénomènes de chauffage. On ne peut cependant pas baisser indéfiniment cette puissance sous peine de ne plus piéger les atomes. En effet, le faisceau de repompe D2 est le seul dans le rouge d'une transition $J \rightarrow J + 1$ donc le seul permettant, avec l'action du gradient de champ magnétique, un piégeage des atomes.

Bilan

On remarque tout d'abord qu'on est capable de capturer une grande partie des atomes du MOT 3D dans ce CMOT hybride (environ 60%). L'objectif initial est atteint, la densité a augmenté d'un facteur 10 par rapport à celle du MOT 3D. Cette amélioration notable par rapport à l'utilisation d'un CMOT usuel sur la transition D2 provient principalement du refroidissement en jeu ici. Si le CMOT usuel réalisé sur notre expérience induisait plutôt un chauffage, le CMOT hybride décrit ici divise la température du nuage atomique par un facteur 10. Le gradient de champ magnétique a également été augmenté afin d'aider à la compression. Les paramètres optimaux obtenus sont les suivants :

- $t_{CMOT} = 7$ ms
- $\delta_{1C} = 3,5\Gamma$, $\delta_{2R} = -3\Gamma$
- $I_{1C} = 3I_{sat}$, $I_{2R} = 0,1I_{sat}$
- $\gamma_{mag} = 22$ G.cm $^{-1}$

Il reste à noter qu'il est actuellement difficile dans notre expérience de changer la fréquence de la lumière D1 rapidement tout en conservant l'asservissement en fréquence.

Le faisceau principal D1 étant à résonance dans le MOT 3D, il est nécessaire d'amorcer le changement de désaccord pour ce faisceau pendant la fin de la phase MOT sous peine de perdre trop d'atomes lorsque le gradient de champ est augmenté. Cet inconvénient du montage pourrait être supprimé en modifiant la ligne optique D1 afin d'asservir de façon plus stable et avec un meilleur temps de réponse la fréquence. La mise en place d'un système télécom fibré similaire à celui de la ligne D2 pourrait être une solution.

Grâce à un mécanisme de refroidissement sub-Doppler sur la transition D1, efficace au centre du nuage, on a pu réduire au maximum la raideur du piège déterminé par le faisceau repompeur D2 couplé au gradient de champ magnétique. Ceci a conduit au piégeage dans l'étape de CMOT hybride de $N = 3.10^9$ atomes à $T = 260 \mu\text{K}$ en $t_{\text{CMOT}} = 7 \text{ ms}$. La densité optimisée à ce stade est de $n = 3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

1.4 Echantillon froid : mélasses grises

La dernière étape essentielle avant le chargement du piège optique est le refroidissement sub-Doppler du nuage atomique. Ce dernier peut être réalisé dans des mélasses rouges usuelles sur la transition D2 du ^{39}K . Cette méthode est cependant compliquée et peu efficace pour notre atome en raison de la structure hyperfine étroite déjà mentionnée. Elle a cependant été utilisée dans plusieurs expériences [27, 22]. Dans notre cas, l'utilisation de ce type de mélasses conduit à des températures de l'ordre de $35\ \mu\text{K}$ pour 90% des atomes du CMOT hybride. La méthode utilisée est dans ce cas celle mise en place par le groupe de Massimo Inguscio au LENS. Des précisions ainsi que nos résultats expérimentaux peuvent être trouvés dans la thèse de G. Salomon [19] mais ne seront pas détaillés ici.

Il a cependant été montré, pour des atomes présentant une structure hyperfine étroite comme le nôtre, que d'autres techniques peuvent s'avérer efficaces. On peut citer par exemple le refroidissement Raman [28, 29], ou encore le piégeage cohérent de population [9]. Une technique, dont l'efficacité a été prouvée dans les années 90 [14, 30], a récemment été réutilisée avec succès pour refroidir le lithium et l'isotope fermionique du potassium [31, 32]. Il s'agit de la technique de mélasses grises détaillée dans cette section. Notons que les résultats expérimentaux obtenus pour le ^6Li et le ^{40}K ont été comparés à des simulations numériques utilisant une méthode Monte-Carlo semi-classique [33]. Pour finir, un autre groupe a pu comme nous observer l'intérêt des mélasses grises pour le refroidissement du ^{39}K [34].

Le principe de base du fonctionnement de ce refroidissement sub-Doppler est présenté en utilisant un modèle simplifié à 3 niveaux. Nous verrons comment refroidissement Sisyphe et piégeage de population sélectif en vitesse s'associent pour parvenir à des températures sensiblement plus basses que celles obtenues dans les mélasses usuelles. En effet, les résultats expérimentaux montreront qu'on obtient une température de $6\ \mu\text{K}$ à la fin du processus de mélasses grises.

1.4.1 Principe des mélasses grises : modèle simple à trois niveaux

Nouvelle base

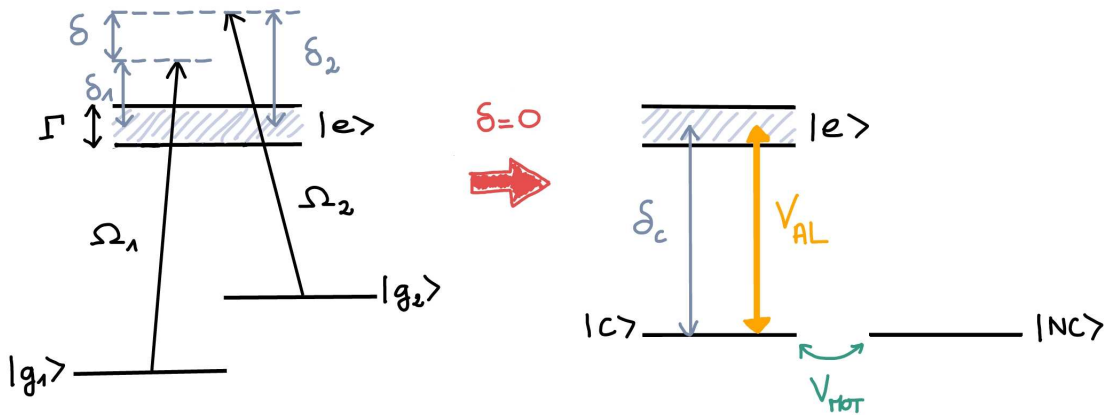


FIGURE 1.14 – Système simple à trois niveaux

On utilise ici un modèle simplifié afin d'appréhender la physique en jeu dans les mé-

lasses grises. Considérons un modèle unidimensionnel composé d'un atome à 3 niveaux en Λ couplé à un champ laser bichromatique comme présenté sur la partie gauche de la figure 1.14. Deux niveaux fondamentaux $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ de durées de vie infinies ainsi qu'un niveau excité noté $|e\rangle$ de durée de vie Γ^{-1} sont à prendre en compte. Les deux lasers sont caractérisés par leurs pulsations de Rabi Ω_1 et Ω_2 , et on note δ_1 et δ_2 les désaccords lumineux. On note également δ le désaccord Raman entre les deux faisceaux lasers.

Les deux lasers sont supposés être en configuration de polarisation lin/lin dans ce modèle, ce qui conduit à une modulation spatiale de l'intensité lumineuse vue par les atomes. Nous verrons dans la suite l'importance de cette remarque. Précisons que dans le cas de notre expérience il y a aussi modulation spatiale de l'intensité lumineuse mais pour les faisceaux lasers en configuration σ^+/σ^- . Le terme de couplage entre l'atome et le champ laser est noté V_{AL} . Le raisonnement développé ici suit le cours de Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France [35]. Une explication plus détaillée peut être trouvée dans la thèse de G. Salomon [19]. On se contentera ici de donner les grandes lignes nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux.

A la condition de résonance Raman, lorsque $\delta = 0$ soit $\delta_1 = \delta_2 = \Delta$, il existe une combinaison linéaire des états fondamentaux $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ qui n'est pas couplée au champ laser. Elle est notée $|NC\rangle$ et est donc telle que $V_{AL} |NC\rangle = 0$. Introduisons l'état $|C\rangle$ orthogonal à la fois à $|NC\rangle$ et à $|e\rangle$. Cet état sera couplé au champ laser. On dispose à présent d'une nouvelle base pour décrire le système : $\{|NC\rangle, |C\rangle, |e\rangle\}$ (représentée à droite sur la figure 1.14). Elle nous permettra de comprendre la physique en jeu dans les mélasse grises. Commençons par détailler les différents couplages entre niveaux.

Couplage à l'état excité

Le premier couplage à prendre en considération est celui entre l'état fondamental $|C\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$. On le traite de façon perturbative. L'état excité n'est que très peu perturbé par la présence de l'état couplé au champ laser. On négligera cet effet. En revanche, l'influence de l'état excité sur l'état fondamental $|C\rangle$ est essentiel ici. D'une part, le décalage en énergie de $|C\rangle$, noté δ'_C n'est plus seulement $\delta_C = \frac{1}{\hbar} \langle C | H | C \rangle$, où H est le hamiltonien du système considéré prenant en compte la description de l'état interne de l'atome ainsi que le couplage V_{AL} . Il s'écrit :

$$\hbar\delta'_C = \hbar\delta_C \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.1)$$

où $\Omega(z) = \sqrt{\Omega_1^2(z) + \Omega_2^2(z)}$. L'énergie de l'état $|C\rangle$ est donc modulée spatialement (figure 1.15).

D'autre part, il y a également un transfert d'instabilité de l'état excité $|e\rangle$ à l'état fondamental couplé $|C\rangle$ qui rend le temps de vie de ce dernier dépendant de la position de l'atome tel que :

$$\Gamma'_C = \Gamma \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.2)$$

Ce temps de vie fini est modélisé par l'épaisseur du niveau $|C\rangle$ sur la figure 1.15 : plus le trait est épais, plus Γ'_C est grand donc plus le temps de vie de l'atome dans le niveau $|C\rangle$ est faible.

Il est intéressant de noter pour la suite que le décalage en énergie δ'_C et l'instabilité Γ'_C de $|C\rangle$ ont les mêmes variations en fonction de la position de l'atome lorsque les faisceaux

lasers utilisés à la résonance Raman sont décalés vers le bleu de la transition considérée ($\Delta > 0$). Inversement, pour un désaccord en fréquence vers le rouge de la transition, les maxima de δ'_C correspondront aux minima de Γ'_C .

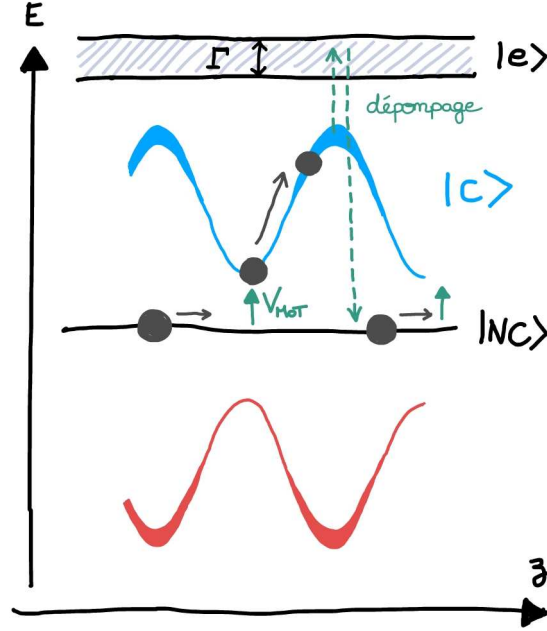


FIGURE 1.15 – Principe de fonctionnement des mélasses grises

Couplage motionnel

Pour un atome de vitesse nulle, l'état fondamental $|NC\rangle$ est un état piège à la résonance Raman. En effet :

$$\begin{cases} V_{AL} |NC\rangle = 0 \\ \langle C| H |NC\rangle = 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

En revanche, dans un modèle semi-classique, si l'on considère que l'atome est en mouvement avec une vitesse \mathbf{v} , l'état fondamental non couplé n'est plus un état piège. Un couplage motionnel, noté V_{MOT} , existe entre les états $|C\rangle$ et $|NC\rangle$. Des transitions Raman spontanées entre ces deux états deviennent possibles [36]. La force de ce couplage motionnel est proportionnelle à la vitesse \mathbf{v} de l'atome : plus l'atome dans l'état $|NC\rangle$ est lent et moins il sera couplé à l'état $|C\rangle$.

1.4.2 Résultats expérimentaux : refroidissement alliant effet Sisyphes ...

Les quelques éléments de théorie, notamment l'introduction d'une nouvelle base, nécessaires à la compréhension du phénomène de mélasses grises ont été mis en place. Nous allons discuter plus précisément, en prenant appui sur les résultats expérimentaux obtenus, le mécanisme de refroidissement à l'oeuvre ici.

Nous avons précédemment indiqué que pour un désaccord des lasers dans le rouge de la transition considérée, les variations du décalage en énergie δ'_C et de l'instabilité Γ'_C de

$|C\rangle$ varie dans des sens opposés. De plus, dans le cas d'un désaccord vers le rouge, le niveau $|C\rangle$ est plus bas en énergie que le niveau $|NC\rangle$, comme présenté sur la figure 1.15. Ceci implique qu'un décalage en fréquence dans le rouge de la transition entraîne non pas un refroidissement mais un chauffage. Cet aspect du problème sera observé expérimentalement un peu plus loin. En attendant on se placera d'emblée avec un désaccord global $\Delta > 0$, i.e. dans le bleu de la transition (voir schéma de niveaux 1.16).

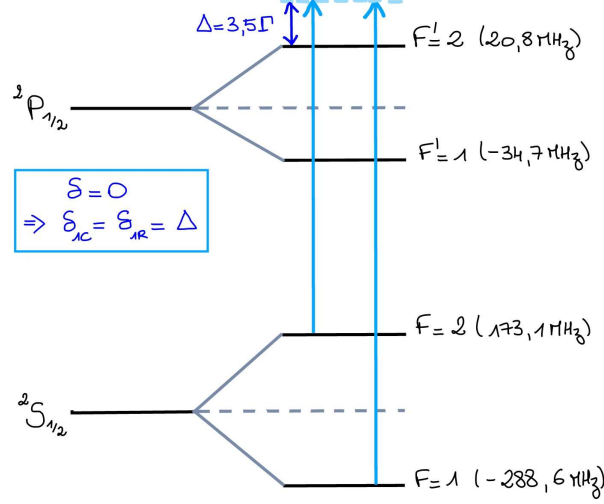


FIGURE 1.16 – Position en fréquence des faisceaux lasers dans les mélasses grises

Mécanisme de refroidissement

Considérons un atome dans l'état $|NC\rangle$, se déplaçant avec une vitesse \mathbf{v} (figure 1.15). Cet atome peut être couplé à $|C\rangle$ par couplage motionnel. Ce couplage se fait préférentiellement là où l'écart en énergie entre les deux niveaux est le plus faible, à savoir en bas des collines de potentiel de $|C\rangle$. A cette position, l'instabilité du niveau couplé est faible. L'atome dans $|C\rangle$ se déplace, il gravit la colline de potentiel jusqu'à arriver dans la zone où l'instabilité du niveau couplé devient maximale. Il est alors dépompé préférentiellement au niveau des maxima de potentiel de $|C\rangle$. Ce mécanisme correspond à un effet Sisyphe ; l'atome perd plus d'énergie qu'il n'en gagne en moyenne. Il y a bien refroidissement.

Dépendance de T avec l'intensité I au centre des faisceaux lasers

Pour obtenir les données présentées en figure 1.17, on fixe les faisceaux principal et repompeur D1 à la résonance Raman l'un par rapport à l'autre et on choisit un désaccord en fréquence global $\Delta = 3,5\Gamma$ dans le bleu de la transition (voir figure 1.16). On commence l'étape de mélasses à puissance maximale pour les faisceaux D1. Les faisceaux D2 sont éteints à la fin du CMOT, de même que le gradient de champ magnétique. Le ratio en puissance entre principal D1 et repompeur D1 est maintenu constant autour de 1. On rampe la puissance totale vers une valeur finale en $t_{\text{mélasses}} = 25$ ms. Le paramètre scanné ici est la valeur finale de cette puissance. Les résultats expérimentaux présentent la température finale des mélasses en fonction de l'intensité finale de principal sur la transition D1 au centre d'un des six faisceaux utilisés.

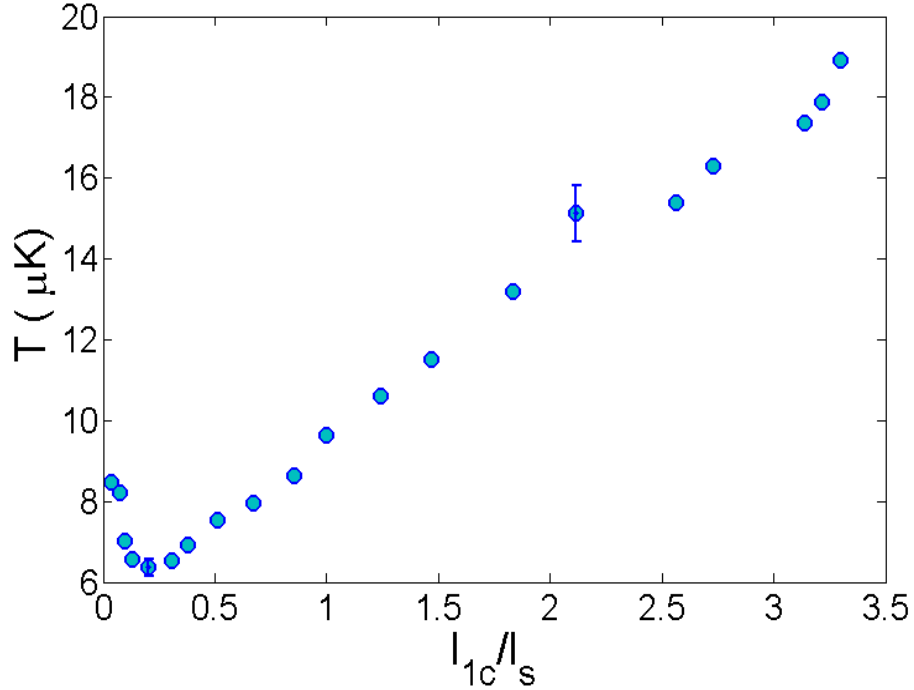


FIGURE 1.17 – Evolution de la température en fonction de l'intensité finale de principal au centre d'un des faisceaux de mélasses

On observe ce à quoi on s'attendait, i.e. une dépendance linéaire de la température en fin de mélasses en fonction de l'intensité finale dans les faisceaux lasers utilisés. Ce comportement est caractéristique d'un refroidissement de type Sisyphe.

On observe cependant une hausse de la température lorsque l'on baisse trop la puissance. Cette limite du refroidissement Sisyphe à faible intensité laser a été étudiée théoriquement [37]. Deux échelles d'énergies sont à comparer : la profondeur des puits de potentiel $U_0 = \hbar\delta'_C$ et l'énergie de recul E_R . Dans le cas de faibles intensités laser utilisées pour le refroidissement Sisyphe il existe une fréquence de Rabi optimale pour laquelle un minimum de température est atteint. La température ré-augmente ensuite lorsque la fréquence de Rabi tend vers zéro. Théoriquement dans le cas de mélasses unidimensionnelles, la valeur optimale de la température est atteinte pour $U_0 \sim 25E_R$, soit dans le cas considéré ici pour $\frac{I_{1C}}{I_{sat}} \sim 0,75$. Expérimentalement sur la figure 1.17 le minimum de T semble atteint pour $\frac{I_{1C}}{I_{sat}} \sim 0,25$. L'écart à la prédiction théorique peut s'expliquer par le fait que nous travaillons dans une géométrie tridimensionnelle, ou en raison de la méthode utilisée pour ajuster les profils expérimentaux. En effet, il est prédit [37] que la distribution en vitesse dans le cas considéré n'est plus gaussienne alors que nous analysons les images obtenues après temps de vol avec ce type de fonction. Il semble donc que nous observons ici la limite prédite du refroidissement Sisyphe aux faibles intensités laser.

1.4.3 ... et piégeage de population sélectif en vitesse.

Dans notre système expérimental utilisant le ^{39}K , on est assez loin du système simple 1D à 3 niveaux. En effet d'une part, la transition D1 fait intervenir 4 niveaux hyperfins, puisqu'on doit utiliser les faisceaux principal et repompeur, qui en réalité en forment beaucoup plus si on tient compte des sous-niveaux Zeeman. D'autre part, le système étudié est tridimensionnel et utilise 6 faisceaux contrapropageants pour le refroidissement. On

peut malgré tout comprendre les résultats expérimentaux obtenus grâce au modèle simple présenté à la section 1.4.1. Il faut simplement tenir compte de plusieurs systèmes en Λ faisant intervenir plusieurs états noirs.

Importance des états noirs

Comme mentionné précédemment, le processus en jeu ici est sélectif en vitesse : plus les atomes sont lents, plus ils restent dans l'état non couplé à la lumière correspondant. Ainsi, on diminue le taux de diffusion par rapport à une mélasse rouge usuelle. On va voir plus en détails dans la suite comment la présence de ces états noirs améliorent le refroidissement.

Dépendance de T avec le désaccord Raman δ

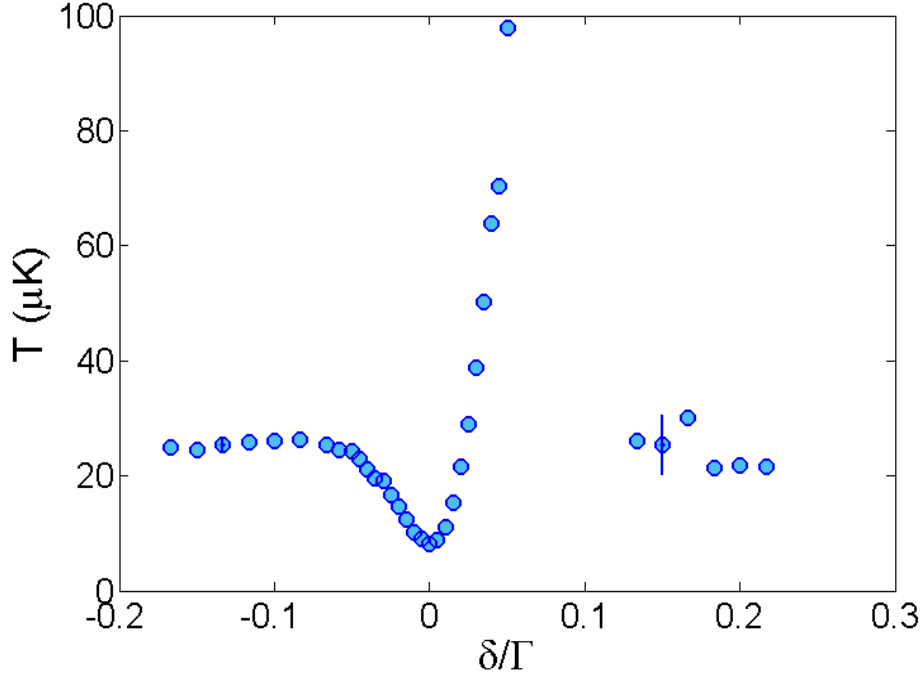
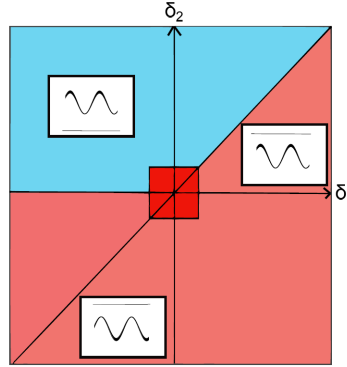
Le désaccord en fréquence global Δ est toujours pris dans le bleu de la transition. Une rampe de $t_{\text{mélasse}} = 25$ ms nous permet de passer d'une intensité maximale à l'intensité optimale observée sur la figure 1.17. Le désaccord Raman δ entre le faisceau principal D1 et le faisceau repompeur D1 est changé ici. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 1.18.

Il existe dans notre système plusieurs schémas en Λ . Considérons tout d'abord uniquement le faisceau principal sur la transition D1, c'est-à-dire $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Il faut préciser à ce stade qu'il existe toujours un état noir, combinaison linéaire des sous-niveaux Zeeman de l'état hyperfin fondamental considéré, et ce quelque soit la polarisation de la lumière utilisée, lorsqu'on est désaccordé vers le bleu d'une transition $J \rightarrow J - 1$ ou $J \rightarrow J$. Par exemple, pour la transition considérée ici et pour une lumière polarisée σ^+ , le sous-niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$ est un état non couplé à la lumière. Ainsi en présence du seul faisceau principal D1 il existe déjà des états noirs (dépendant de la polarisation de la lumière à la position de l'atome). La condition de résonance Raman est en effet remplie automatiquement puisque les sous-niveaux Zeeman sont dégénérés en énergie. Cette première observation permet d'expliquer la partie $\delta < 0$ de la courbe 1.18, où les températures finales observées sont inférieures aux 35 μK obtenus après optimisation de mélasses rouges usuelles dans notre expérience.

En ajoutant le faisceau repompeur à la résonance Raman ($\delta = 0$) avec le faisceau principal, on ajoute des systèmes en Λ et donc des états noirs, combinaisons linéaires des sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins fondamentaux. On voit en effet sur la figure 1.18 une baisse accrue de la température autour de $\delta \sim 0$. La température minimale atteinte est de 6 μK , bien inférieure cette fois aux températures optimales obtenues dans des mélasses rouges dans les différentes expériences utilisant du ^{39}K .

Pour comprendre l'évolution de la température dans la zone δ légèrement positif, il convient de systématiser la comparaison entre les positions relatives en énergie des états $|C\rangle$ et $|NC\rangle$. En effet, on peut considérer que le mécanisme en jeu ici induit un refroidissement si et seulement si l'énergie de $|C\rangle$ est en moyenne plus élevée que celle de $|NC\rangle$. C'est ce qui est explicité dans la thèse de G. Salomon [19]. Le diagramme de fonctionnement 1.19 résulte de cette étude. Comme $\delta = \delta_{1R} - \delta_{1C}$ dans le cas considéré, on s'attend effectivement à du chauffage lorsque $\delta > 0$.

La partie de la courbe 1.18 où $\delta > 0$, 1Γ est plus difficile à comprendre. Il y a compétition entre le refroidissement dû au système en Λ pour le faisceau principal seul et le chauffage dû au système formé par les faisceaux principal et repompeur [19].

FIGURE 1.18 – Evolution de la température en fonction du désaccord Raman δ FIGURE 1.19 – Diagramme de fonctionnement du mécanisme de mélasses grises en fonction des désaccords des deux faisceaux $\delta_1 = \delta_{1C}$ et $\delta_2 = \delta_{1R}$: le mécanisme induit du refroidissement dans la zone bleue et du chauffage dans la zone rouge (extrait de [19]).

Dépendance de T avec le désaccord global Δ

Le désaccord global a d'emblée été choisi tel que $\Delta > 0$ dans le cadre de notre modèle simplifié (voir 1.4.1 et 1.15). Il reste à vérifier que ce parti pris est correct dans le cas du ^{39}K , atome plus complexe. Le protocole expérimental est le suivant : les faisceaux principal et repompeur D1 sont maintenus à la condition Raman l'un avec l'autre, la puissance laser est diminuée vers sa valeur optimale en $t_{\text{mélasses}} = 25$ ms. Le désaccord global Δ des deux faisceaux D1 est quant à lui scanné. On observe l'évolution de la température en fin de mélasses présentée sur la figure 1.20.

On observe tout d'abord une large zone de fonctionnement dans le bleu de la transition, entre 3Γ et 10Γ environ, ce qui coïncide avec les prévisions du modèle simple à 3

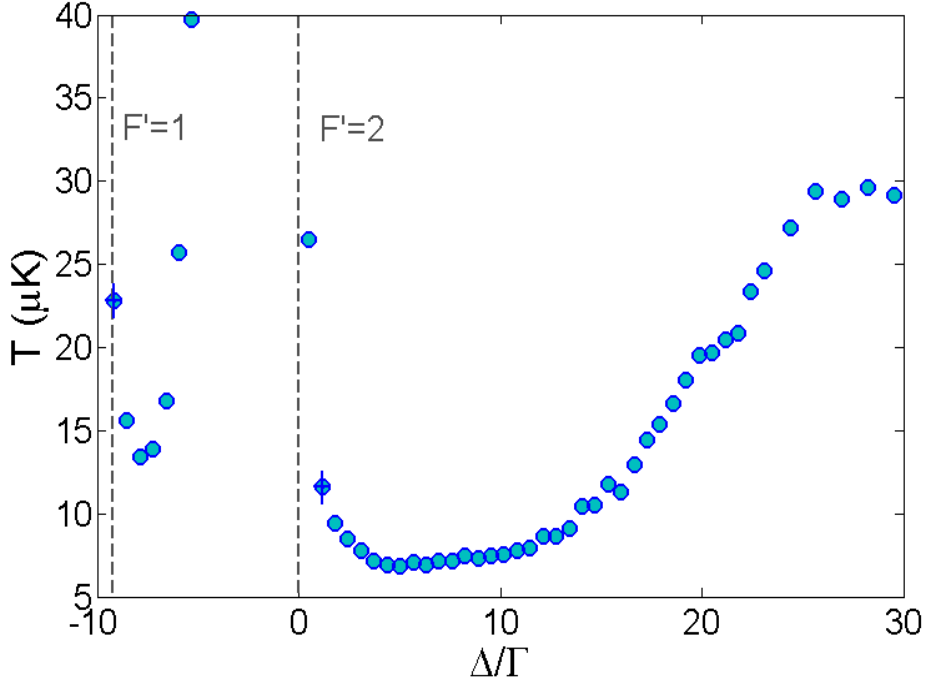


FIGURE 1.20 – Evolution de la température en fonction du décalage en fréquence global Δ

niveaux. Le fait que Δ puisse varier dans une large gamme de désaccord sans perdre en efficacité de refroidissement est intéressant dans notre cas. En effet, afin de charger de façon optimale un piège optique dans les mélasses, nous verrons qu'il est mieux de superposer ce piège optique au nuage d'atomes pendant la phase de mélasses grises. La présence du faisceau pour le piège optique induit un décalage lumineux sur les niveaux atomiques. Ce décalage est global, *i.e.* seul Δ sera affecté, pas δ . Nous avons effectivement observé expérimentalement qu'ajouter un faisceau à 1550 nm pendant la phase de refroidissement sub-Doppler n'altère pas l'efficacité des mélasses grises.

On observe un chauffage pour $\Delta \leq 0$ comme attendu pour un désaccord en fréquence global dans le rouge de la transition. Le deuxième point de fonctionnement pour le refroidissement correspond à un mécanisme de mélasses grises pour lequel l'état excité est $|F' = 1\rangle$. Même si ce point de fonctionnement paraît moins efficace sur la courbe, nous avons obtenu des températures de l'ordre de $8 \mu\text{K}$ en ré-optimisant les autres paramètres en jeu. Il paraît cependant naturel de choisir la large gamme de fonctionnement dans le bleu de $|F' = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, ce que nous ferons pour la suite de l'expérience. Pour finir on observe, comme prévu par le modèle simple, du chauffage lorsque les faisceaux sont désaccordés dans le rouge de tout le multiplet.

1.4.4 Influence d'autres paramètres sur les mélasses grises

Jusqu'à présent, nous avons principalement discuté de l'influence des paramètres caractéristiques des faisceaux lasers utilisés sur l'efficacité des mélasses grises. Ces observations nous ont permis de comprendre le fonctionnement du mécanisme de refroidissement sub-Doppler mis en jeu dans notre expérience. Cependant, au cours de nos études expérimentales, nous avons également étudié l'influence d'autres paramètres sur cette étape du refroidissement du nuage. En effet, comme nous le verrons dans la suite, la température

finale atteinte dépend également de la densité du nuage au début des mélasses, ainsi que de l'annulation du champ magnétique résiduel.

Influence des paramètres finaux du CMOT hybride

L'étape de CMOT hybride s'avère à posteriori importante non seulement pour l'augmentation de la densité avant le chargement du piège optique, mais également pour l'efficacité de l'étape de mélasses grises. En effet, on a pu observer qu'en fonction de la température finale du CMOT hybride, le pourcentage d'atomes capturés et refroidis par les mélasses varie. On capture de l'ordre de 25% d'atomes supplémentaires par millikelvin perdu dans le CMOT hybride. Pour refroidir efficacement autant d'atomes provenant d'un CMOT usuel D2 il faudrait disposer de plus de puissance dans les faisceaux D1 au début de la phase de refroidissement sub-Doppler.

D'autre part, on a également observé une dépendance de la température finale obtenue dans les mélasses sur la transition D1 en fonction de la densité du nuage à la fin du CMOT hybride. Dans le cas où $n_{\text{CMOT}} = 3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$ on obtient en fin de mélasses $T \sim 6 \text{ } \mu\text{K}$ tandis que la température minimale obtenue en fin de mélasses est de $3 \text{ } \mu\text{K}$ en partant d'un nuage plus dilué où $n = 2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$. La baisse de température obtenue dans ce cas se fait au détriment de la densité optimale nécessaire au chargement du piège optique.

Dépendance de la température finale avec le champ magnétique résiduel

Lors de l'optimisation de l'étape de mélasses grises, nous avons remarqué une importante dépendance de la température finale obtenue avec le champ magnétique résiduel dans l'expérience. En effet, on éteint le champ magnétique au début de la phase de refroidissement sub-Doppler. Cependant, cette coupure prend du temps et un champ magnétique résiduel subsiste pendant plusieurs dizaines de millisecondes. Il est nécessaire, pour que le processus de mélasses soit efficace, de le compenser.

On dispose de trois bobines de compensation sur l'expérience, une dans chaque direction de l'espace. On observe sur la figure 1.21 l'évolution de la température finale obtenue dans les mélasses grises en fonction du champ magnétique produit par chacune de ces trois bobines (nommées compX, compY et compZ). La température minimale obtenue sur ces courbes est de $9,5 \text{ } \mu\text{K}$ au lieu de $6 \text{ } \mu\text{K}$. Ceci est dû au fait qu'un seul temps de vol a été utilisé pour chacun des points de mesure. Pour calculer la température, la taille initiale du nuage avant temps de vol a été supposée nulle. La mesure de température est donc approximative dans ce cas.

On observe une dépendance de la température de l'ordre de $500 \text{ } \mu\text{K/G}^2$. Il faut également noter que le champ résiduel met du temps à disparaître, donc que l'optimisation des compensatrices dépend du temps de mélasses $t_{\text{mélasses}}$. En effet, dans notre protocole expérimental, les valeurs de ces compensatrices sont fixées dès le début du MOT 3D et ne sont pas changées par la suite. Nous avons essayé, pour l'optimisation de la séquence expérimentale, de fixer une première valeur pour chaque compensatrice dans le MOT puis de changer les valeurs pour la phase de mélasses grises sans obtenir d'amélioration notable.

Il est apparu une conséquence importante de cette sensibilité en champ de l'efficacité de nos mélasses grises. Pour l'évaporation tout optique du nuage d'atomes, nous verrons qu'il sera nécessaire d'utiliser les résonances de Feshbach à haut champ disponibles pour le ^{39}K . Cette manipulation entraîne une magnétisation de certaines parties de l'expérience. Le

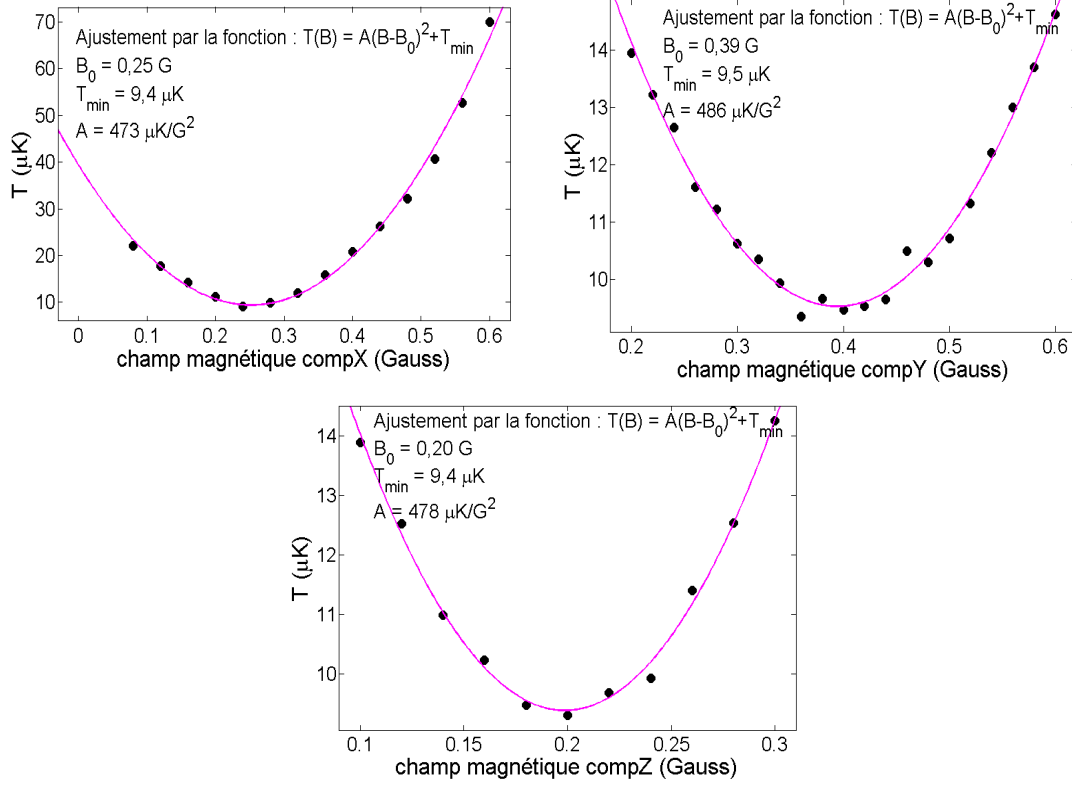


FIGURE 1.21 – Optimisation de la température en fin de mélasses grises par compensation du champ magnétique résiduel dans les trois directions de l'espace.

champ magnétique résiduel présent pendant l'étape de mélasses D1 dépend donc de l'historique expérimental, c'est-à-dire du passage ou non en configuration Feshbach durant le cycle expérimental précédent. Nous avons effectivement observé une grande baisse de l'efficacité des mélasses pour un cycle suivant un passage en Feshbach. Il faudrait alors changer les valeurs des compensatrices pour le cycle N en fonction de ce qui a été fait au cycle expérimental $N-1$, ce qui n'est pas aisément faisable. La solution trouvée consiste à systématiquement passer en configuration dipole pour le champ magnétique en fin de cycle expérimental, avec un champ magnétique maximal, que l'on ait utilisé les résonances de Feshbach ou non. Ainsi, la magnétisation du système expérimental sera toujours la même, donc l'optimisation des compensatrices également.

1.4.5 Paramètres optimaux pour les mélasses grises

En conclusion, même si la structure des niveaux du ^{39}K est loin de pouvoir se réduire à un unique système en Λ , le modèle simplifié présenté en 1.4.1 permet de comprendre la physique mise en jeu dans les mélasses grises ainsi que les données expérimentales obtenues. Les paramètres optimaux sont finalement les suivants pour cette étape de refroidissement sub-Doppler :

- $t_{\text{mélasses}} = 25 \text{ ms}$
- $I_{1C} = 3,5 \text{ à } 0,2 I_{\text{sat}}$
- $I_{1R} = 1,2 \text{ à } 0,07 I_{\text{sat}}$
- $\delta_{1R} = \delta_{1C} = \Delta = 3,5 \Gamma$
- $\delta_{1R} - \delta_{1C} = \delta = 0 \Gamma$

Tous les atomes du CMOT hybride, soit $N = 3.10^9$, sont refroidis dans nos mélasses grises. La dynamique du refroidissement est par ailleurs très rapide. Si l'on parvient à s'affranchir de tout champ résiduel, la température est divisée par un facteur ~ 4 en seulement $100 \mu\text{s}$. Pour refroidir davantage il est nécessaire de baisser continument la puissance des faisceaux de mélasses utilisés. On divise alors encore la température d'un facteur ~ 10 pour atteindre les $6 \mu\text{K}$ obtenus dans la configuration optimale. Ces observations sont détaillées dans [19].

En utilisant un mécanisme alliant refroidissement Sisyphe et piégeage de population sélectif en vitesse, les mélasses grises mises en place dans notre expérience pour le ^{39}K nous permettent d'atteindre des températures ~ 5 fois inférieures à celles obtenues dans notre expérience avec des mélasses rouges usuelles. Nous produisons ainsi un nuage contenant $N = 3.10^9$ atomes à $T = 6 \mu\text{K}$ à l'issue de cette étape de refroidissement sub-Doppler. Cette efficacité s'ajoute à celle du CMOT hybride précédent et la densité obtenue après $t_{\text{mélasses}} = 25 \text{ ms}$ est $n = 3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Le facteur de mérite pour déterminer la dégénérescence quantique est la densité dans l'espace (voir chapitre 2) et vaut à ce stade $4,5.10^{-4}$, soit un gain de presque deux ordres de grandeur si on compare à un cycle de refroidissement usuel sur la transition D2 (plus précisément, la densité dans l'espace des phases obtenue pour le processus de refroidissement avec lumière D1 vaut environ 75 fois celle obtenue dans le cas où seule de la lumière D2 est utilisée).

1.5 Chargement direct d'un piège optique

Les trois premières étapes du refroidissement atomique, à savoir le MOT, le CMOT et les mélasses, ont été mises en place et optimisées dans le but de charger efficacement un piège optique directement, sans utilisation d'une étape de piège quadrupolaire magnétique. Les mélasses grises nous ont permis d'atteindre des températures très basses, ce qui nous autorise à utiliser un piège optique peu profond pour capturer les atomes. La profondeur d'un piège optique est proportionnelle à la puissance lumineuse utilisée et inversement proportionnelle au carré du waist de ce piège [38]. Nous verrons dans cette section comment charger un maximum d'atomes dans le piège optique en modifiant le waist du faisceau laser utilisé.

1.5.1 Mise en place expérimentale du piège optique

Le laser utilisé est un laser fibré IPG (modèle ELR-30-1550-LP) à 1550 nm, pouvant délivrer au maximum 30 W de puissance. Le waist en sortie du laser est de 500 μm . Comme présenté sur la figure 1.22 le faisceau est d'abord diffracté par un AOM (modèle AA MQ40-A2-L1560-WSc) refroidi à l'eau, qui nous permet d'allumer ou de couper rapidement la lumière qui arrive sur les atomes. La mise en forme du faisceau avant son arrivée sur les atomes est faite grâce à un télescope (+100/ - 75), situé environ 0,8 m avant la lentille de 297 mm. Cette dernière, placée juste avant le miroir d'entrée du faisceau dans la chambre de science, nous permet de focaliser le laser sur le nuage atomique. En changeant les lentilles et leurs positions respectives on peut faire varier facilement le waist du faisceau à 1550 nm sur les atomes. L'optimum pour le chargement correspond à un waist $\omega_1 = 150 \mu\text{m}$.

1.5.2 Séquence expérimentale pour le chargement direct dans les mélasses

Pour charger ce premier piège optique, on procède de la façon suivante : le piège est allumé dès le début des mélasses, à puissance maximale. Dans notre expérience cela correspond à 22 W sur les atomes, soit une profondeur de $U_1 = k_B \times 40 \mu\text{K}$ (environ 7 fois la température des mélasses) pour le waist optimum. A la fin des mélasses grises on éteint tous les faisceaux ayant servis aux refroidissements Doppler et sub-Doppler et on attend en maintenant le piège optique allumé pendant 50 ms, afin de laisser le temps aux atomes des mélasses non piégés dans le FORT de tomber sous l'effet de la gravité. On image ainsi après temps de vol uniquement les atomes chargés dans le piège optique.

On a pu vérifier que les paramètres optimaux pour les mélasses grises détaillés précédemment ne sont pas modifiés par la présence du laser à 1550 nm. En effet, le déplacement lumineux introduit par ce nouveau faisceau n'affecte que le désaccord en fréquence global Δ , dont la zone de fonctionnement est large, d'environ Γ , et pas le désaccord Raman δ , beaucoup plus sensible. Cette caractéristique de notre cycle expérimental vers la production de condensats tout optiques de ^{39}K est un avantage comparée au cas du ^{87}Rb [17]. Enfin, nous avons observé que le nombre d'atomes chargés dans le piège optique augmente pendant un temps inversement proportionnel à la fréquence radiale du piège puis sature. Ainsi, augmenter le temps de recouvrement entre le FORT et les mélasses ne permet pas de charger plus d'atomes. Il semble qu'on soit limité par la densité du nuage après l'étape de mélasses grises.

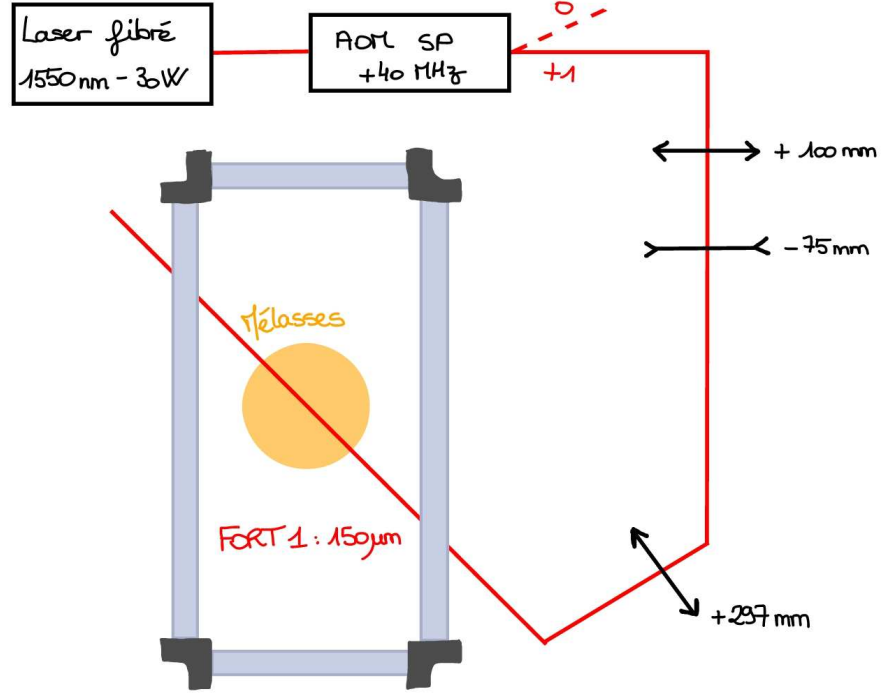


FIGURE 1.22 – Schéma représentant le banc optique utilisé pour produire le premier piège dipolaire, noté FORT (Far Of Resonance Trap) 1.

1.5.3 Maximisation du nombre d'atomes chargés

Un modèle simple [19] permet d'estimer le nombre d'atomes chargés dans le piège optique en fonction du waist du faisceau, à condition de négliger la gravité et de supposer les mélasses limitées par densité. On peut écrire le nombre d'atomes chargés N_C :

$$N_C = \frac{N}{2} \left(\frac{\rho}{\sigma} \right)^2 \quad (1.4)$$

où N est le nombre d'atomes dans des mélasses de taille gaussienne σ à $1/\sqrt{e}$, et où ρ dépend des paramètres du piège. On a :

$$\rho^2 = \frac{\omega_1^2}{2} \ln \left(\frac{U_1}{k_B T} \right) \quad (1.5)$$

Ce modèle reproduit bien les résultats expérimentaux obtenus pour deux tailles du piège optique (voir figure 1.23), sachant que la taille des mélasses grises vaut $\sigma = 1$ mm. On ne peut augmenter plus le waist utilisé sous peine de piéger moins d'atomes. En effet, on ne peut pas négliger indéfiniment l'effet de la gravité sur la profondeur du piège optique. Une solution pour piéger plus d'atomes serait de disposer de plus de puissance (en changeant de laser par exemple, ou en en ajoutant un second). On pourrait alors augmenter le recouvrement spatial entre le piège optique et les mélasses.

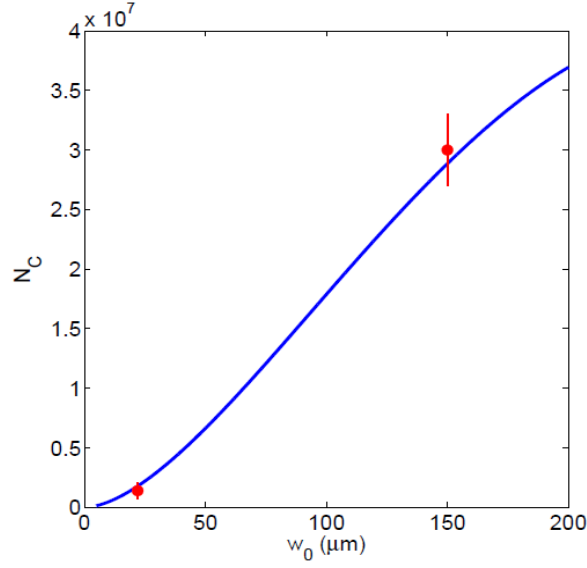


FIGURE 1.23 – Nombre d’atomes capturés dans le piège optique en fonction du waist du piège. Les points rouges sont les données expérimentales prises pour des waists de $22 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$, la courbe bleue est le résultat de l’équation 1.4.

1.5.4 Paramètres optimaux : vers la condensation par évaporation tout optique

Le piège optique présenté dans cette section, qu’on appellera FORT 1 par la suite, a les caractéristiques suivantes :

- $\lambda = 1550 \text{ nm}$
- $P_1 = 22 \text{ W}$
- $\omega_1 = 150 \mu\text{m}$
- $U_1 = 40 \mu\text{K}$
- $f_{\perp} = 220 \text{ Hz}$ (fréquence radiale)
- $f_{\parallel} = 0,5 \text{ Hz}$ (fréquence longitudinale)

Il permet de capturer $3 \cdot 10^7$ atomes directement depuis les mélasses grises.

Par des méthodes originales et astucieuses mettant en jeu la transition D1 du ^{39}K , nous sommes capables d’obtenir un nuage d’atomes assez dense et froid pour charger directement un piège optique depuis les mélasses. En raison d’un très léger chauffage lors du chargement du piège optique, nous obtenons $3 \cdot 10^7$ atomes à $9 \mu\text{K}$ pour débiter la phase d’évaporation, dernière étape du refroidissement tout optique vers la condensation de Bose-Einstein.

Chapitre 2

Vers la condensation tout optique du ^{39}K

Grâce aux étapes de refroidissement Doppler et sub-Doppler présentées dans le chapitre précédent, nous disposons d'un échantillon de ^{39}K chargé dans un piège dipolaire optique. Un condensat de Bose-Einstein est un état du gaz dans lequel un grand nombre d'atomes s'accumulent dans l'état fondamental du système. Pour atteindre un tel état, il faut augmenter la densité dans l'espace des phases définie comme suit :

$$D = n \cdot \lambda_{dB}^3 \quad (2.1)$$

où n est la densité du gaz et λ_{dB} sa longueur d'onde thermique de de Broglie, jusqu'à arriver à $D \sim 1$. Autrement dit, la longueur d'onde de de Broglie du gaz devient de l'ordre de la distance entre les particules. Dans de tels régimes on peut alors s'intéresser au comportement d'ondes de matière.

Dans le piège dipolaire optique décrit en fin de chapitre 1, la densité dans l'espace des phases s'obtient en utilisant la formule :

$$D = N \left(\frac{2\pi\hbar}{k_B T} \right)^3 f_x f_y f_z \quad (2.2)$$

où N est le nombre d'atomes, T la température de l'échantillon et f_x, f_y, f_z respectivement les deux fréquences radiales et la fréquence longitudinale du piège optique. On démarre donc la dernière étape du refroidissement atomique, *i.e.* l'évaporation, avec une densité dans l'espace des phases de $8,8 \cdot 10^{-4}$, dans un piège ayant des fréquences de 220 Hz en radial et 0,5 Hz seulement en longitudinal (voir section 1.5).

Nous verrons dans ce second chapitre qu'en raison des mauvaises propriétés de collision du ^{39}K , il est nécessaire d'utiliser les résonances de Feshbach afin de modifier les interactions entre atomes au cours de l'évaporation. Le protocole menant à la condensation tout optique dans l'expérience sera ensuite détaillé. Nous présenterons une première méthode de calibration du nombre d'atomes dans l'expérience utilisant la température critique de condensation. Pour finir, une section sera consacrée aux améliorations du montage expérimental, récentes et à venir.

2.1 Propriétés de collisions du ^{39}K

Afin d'obtenir un maximum d'atomes dans le piège optique, nous avons choisi de prendre un piège dipolaire large pour maximiser le recouvrement spatial avec les mélasses grises tout en gardant une profondeur raisonnable. Or pour un piège de $150\ \mu\text{m}$ de waist les fréquences sont faibles, le piège n'est pas assez confinant pour assurer un bon taux de collisions. Ainsi, pour permettre une évaporation efficace, il faut ajouter un deuxième piège dipolaire, plus confinant, et évaporer dans le piège croisé obtenu. Nous verrons dans cette section que cette solution appliquée telle quelle ne permet pas d'atteindre la condensation.

2.1.1 Description des interactions entre atomes à basse température

Lors d'un processus de collision, la fonction d'onde du système peut s'écrire comme la somme d'une onde plane et d'une onde diffusée :

$$\Psi_{\vec{k}} \propto e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.3)$$

où $f(k, \theta)$ est l'amplitude de diffusion. Dans l'approximation de Born, on peut montrer que cette amplitude de diffusion n'est autre que la transformée de Fourier du potentiel d'interaction $V(r)$.

Si on cherche à développer la fonction d'onde du système $\Psi_{\vec{k}}$ dans la base des harmoniques sphériques, on fait apparaître un potentiel d'interaction effectif, somme du potentiel d'interaction de Van der Waals $V_{VdW}(r)$ et d'un terme rotationnel jouant le rôle d'une barrière centrifuge :

$$V_{tot}(r) = V_{VdW}(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{mr^2} \quad (2.4)$$

où l est le moment angulaire et m est la masse d'un atome de ^{39}K . On représente ce potentiel d'interaction sur le schéma 2.1. A basse température, la barrière centrifuge est trop grande pour que les atomes puissent la passer classiquement et dans ce cas seules les collisions entre atomes en onde s (pour lesquelles cette barrière est nulle) contribuent. L'amplitude de diffusion décrivant la collision peut alors se réduire à sa limite à basse température :

$$\lim_{k \rightarrow 0} f(k, \theta) = -a \quad (2.5)$$

où a défini ici est la longueur de diffusion. C'est le seul paramètre nécessaire à la description des collisions à basse énergie.

Qu'entend-on par basse température ici ?

Considérons le potentiel d'interaction total $V_{tot}(r)$. Pour une distance inter-atomique r assez grande, le potentiel de Van der Waals s'écrit :

$$V_{VdW}(r) = -\frac{C_6}{r^6} \quad (2.6)$$

où le coefficient C_6 peut être trouvé dans la littérature [39] et vaut $C_6 = 3897\ \text{u.a}$ soit $C_6 = 2,98 \cdot 10^{-76}\ \text{J.m}^{-6}$. On peut trouver la hauteur maximale en énergie E_{bar} ainsi que

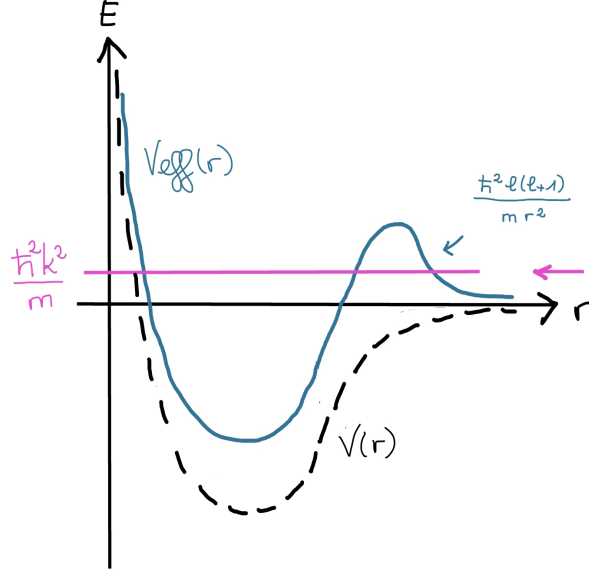


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du potentiel de collision effectif, faisant intervenir une barrière centrifuge dans le cas général. Les atomes se rapprochent l'un de l'autre (le système arrive dans le potentiel par la flèche représentée à droite). Si l'énergie de collision du système n'est pas suffisante, les atomes ne peuvent pas passer la barrière centrifuge, ils n'interagissent pas.

la distance r_{bar} entre les atomes correspondante en résolvant :

$$\frac{dV_{tot}(r)}{dr} = 0 \quad (2.7)$$

On obtient :

$$\begin{cases} E_{bar} = \frac{2}{\sqrt{C_6}} \left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{3m} \right)^{\frac{3}{2}} \\ r_{bar} = \left(\frac{3mC_6}{\hbar^2 l(l+1)} \right)^{\frac{1}{4}} \end{cases} \quad (2.8)$$

L'énergie minimum de collision E_{min} nécessaire pour que les atomes passent la barrière centrifuge classiquement et interagissent à courte portée est $E_{min} \sim E_{bar}$, soit dans le cas de deux atomes de potassium en onde p ($l = 1$) $E_{min,p} \sim k_B \times 325 \mu\text{K}$. Dans l'expérience, à partir du moment où les atomes sont chargés dans le premier piège dipolaire optique, la température du nuage n'excède jamais $200 \mu\text{K}$. L'approximation consistant à ne considérer que les processus de collision pour les atomes en onde s semble donc raisonnable. On aboutit aux mêmes ordres de grandeurs en considérant un raisonnement¹ légèrement différent [41, 40].

1. On compare la portée typique du potentiel de Van der Waals r_0 à la distance minimum entre atomes que peut atteindre le système avec une énergie de collision E dans le potentiel rotationnel. On note cette distance r_{min} . Elle est définie telle que :

$$E = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{m r_{min}^2} \quad (2.9)$$

2.1.2 Minimum de Ramsauer

Afin d'évaporer efficacement, il faut un taux de collisions assez grand pour que le nuage thermalise correctement. Or le taux de collisions γ est défini tel que :

$$\gamma = n\sigma v \quad (2.11)$$

où n est la densité, σ la section efficace de collision et v la vitesse moyenne des atomes. Afin d'augmenter la densité, nous allons ajouter un deuxième piège optique plus confinant que le premier. La section efficace de collision quant à elle est donnée pour des bosons par :

$$\sigma = 8\pi a^2 \quad (2.12)$$

où a est la longueur de diffusion définie précédemment. En champ nul, elle est de l'ordre de $a_{bg} \sim -25 a_0$ pour le ^{39}K . Il résulte de cette observations deux inconvénients importants dans notre cas.

Tout d'abord, en valeur absolue, a_{bg} est 4 fois plus faible pour notre espèce atomique que pour le ^{87}Rb , espèce plus communément utilisée et pour laquelle le refroidissement tout optique a déjà été démontré [42]. Il faut donc s'attendre à un taux de collision 16 fois plus faible dans notre cas. D'autre part on peut montrer qu'à basse énergie, la longueur de diffusion s'écrit :

$$\lim_{k \rightarrow 0} f(k, \theta) = -a = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0}{k} \quad (2.13)$$

où δ_0 est le déphasage dans l'onde s . De plus amples explications à ce sujet pourront être trouvées dans la section suivante (2.3). De plus, le développement à basse énergie de δ_0 s'écrit :

$$\tan(\delta_0) \sim -ka - \frac{1}{2}r_0k^3a^2 \quad (2.14)$$

On constate donc que dans notre cas où a_{bg} est négatif, il existe une valeur de k , autrement dit une valeur d'énergie de collision, pour laquelle le déphasage s'annule. Ceci se traduit par un minimum dans la section efficace de collision à l'énergie correspondante, appelé minimum de Ramsauer [43]. Sur la figure 2.2 on constate que ce minimum est atteint vers $400 \mu\text{K}$.

Le problème soulevé ici est qu'après chargement d'un second piège optique plus confinant, donc plus profond, la température du nuage atteint typiquement quelques centaines de micro-Kelvin. En voulant augmenter le taux de collisions, on se retrouve dans une situation proche du minimum de Ramsauer où au contraire il est minimum. Il va ainsi être nécessaire de se servir des résonances de Feshbach à notre disposition.

La portée r_0 de $V_{VdW}(r)$ peut s'écrire, en utilisant le modèle de Gribakin et Flaumbaum [40], telle que :

$$r_0 = \left(\frac{mC_6}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.10)$$

Ainsi, pour une énergie de collision E telle que $r_{min} > r_0$, les atomes ne peuvent se rapprocher assez pour interagir dans le potentiel de Van der Waals. Cela revient à dire qu'il faut une énergie de collision suffisante pour passer la barrière centrifuge. Les ordres de grandeurs obtenus avec ce modèle correspondent bien à ceux déterminés par notre précédent calcul : $r_0 = 130 a_0 \sim r_{bar} = 145 a_0$. De même on estime l'énergie $E = k_B \times 590 \mu\text{K}$ pour $r_{min} = r_0$.

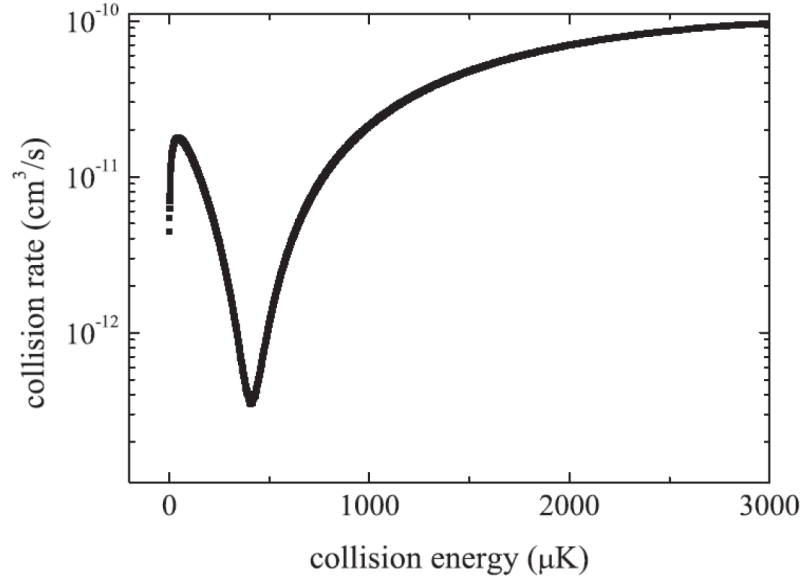


FIGURE 2.2 – Taux de collisions pour le ^{39}K en fonction l'énergie de collision exprimée en unités de température pour des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ (figure extraite de [44])

Dans le cas du ^{39}K , la valeur à champ nul, faible et négative, de la longueur de diffusion se traduit par un minimum du taux de collisions vers $400\ \mu\text{K}$. Afin d'évaporer de façon efficace dans un piège confinant, il faut faire appel aux résonances de Feshbach qui permettent le contrôle des interactions entre atomes.

2.2 Résonances de Feshbach : principe

On a montré dans la section précédente qu'il est raisonnable dans le cas considéré de négliger toutes les collisions d'ordre supérieur à $l = 0$. Autrement dit, le seul paramètre à prendre en compte pour décrire les propriétés de collision du système est la longueur de diffusion a . Par ailleurs, on a vu qu'il va être nécessaire d'utiliser les résonances de Feshbach lors du processus d'évaporation.

Dans cette section, le principe de fonctionnement des résonances de Feshbach sera présenté, puis leur utilisation dans le cas particulier du ^{39}K sera discuté. Nous verrons notamment que cette dernière implique de préparer l'échantillon atomique dans un certain état.

2.2.1 Quelques éléments de théorie pour comprendre la physique mise en jeu

Lien entre longueur de diffusion et déphasage

On peut montrer qu'à basse énergie la longueur de diffusion est directement liée au déphasage δ_0 acquis lors du processus de collision. L'équation de Schrödinger pour la partie radiale de la fonction d'onde $R_l(r)$ dans la limite de basse énergie pour des particules libres ($kr \ll 1$) peut se ramener à :

$$-\chi_l''(r) = k^2 \chi_l(r) \quad (2.15)$$

où $\chi_l(r) = rR_l(r)$. Une solution de cette équation s'écrit :

$$R_l(r) = \frac{A}{r} \sin(kr + \delta_0) \quad (2.16)$$

où A est une constante. On dispose à présent de deux expressions pour la fonction d'onde, données par 2.3 et 2.16. En développant ces deux expressions dans la limite $kr \ll 1$ puis en les égalant on trouve que :

$$\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0}{k} = -a \quad (2.17)$$

On peut montrer que cette expression reste valable si on ne considère plus des particules libres mais qu'on prend en compte le potentiel [41]. La longueur de diffusion est donc directement reliée au déphasage acquis par la fonction d'onde lors du processus de collision. Cette remarque sera importante pour comprendre la physique des résonances de Feshbach.

Description du modèle utilisé

Afin d'expliquer le principe d'une résonance de Feshbach, considérons les deux potentiels de la figure 2.3. La courbe bleue correspond au potentiel d'interaction de Van der Waals et est appelé canal ouvert. La courbe rouge, appelée canal fermé, est un potentiel moléculaire dans lequel on a noté E_l l'énergie d'un état lié.

Pour nos deux atomes de ^{39}K ces deux potentiels correspondent à deux états de spin différents (l'un étant par exemple l'état singlet et l'autre l'état triplet). Par conséquent, ils possèdent des moments magnétiques distincts. En modifiant le champ magnétique homogène extérieur la position relative en énergie de ces deux potentiels peut ainsi être contrôlée.

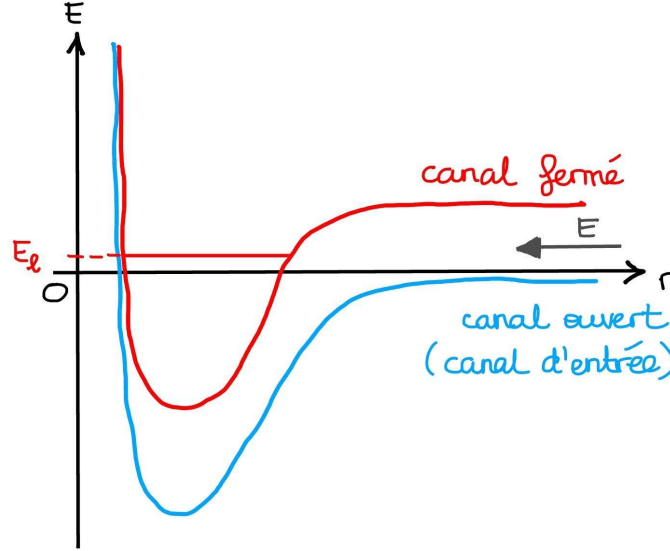


FIGURE 2.3 – Principe des résonances de Feshbach. Les deux potentiels représentés correspondent respectivement au canal ouvert (en bleu) dans lequel le système entre, et au canal fermé (en rouge) dans lequel se trouve l'état moléculaire lié d'énergie E_l . Lorsque l'énergie d'entrée E coïncide avec E_l la longueur de diffusion a diverge.

Principe des résonances de Feshbach

Considérons deux atomes qui entrent en interaction dans le canal ouvert avec une énergie $E \rightarrow 0$. Définissons $\Delta E = \Delta\mu(B - B_0)$ la différence d'énergie entre l'état d'entrée et l'état lié dans le canal fermé. Si le champ magnétique B est choisi tel que cette différence d'énergie tend vers 0, les atomes sont fortement couplés à l'état lié.

Comme mentionné précédemment, le déphasage acquis lors d'une collision est directement relié à la longueur de diffusion. Ainsi, on comprend que plus le système est couplé à l'état lié, plus le déphasage accumulé est grand. Autrement dit, pour $B \sim B_0$, la longueur de diffusion diverge. C'est ce qu'on nomme une résonance de Feshbach au champ B_0 .

Une formule simple [45] permet, connaissant les caractéristiques de la résonance, d'exprimer la longueur de diffusion a au voisinage de B_0 tel que :

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (2.18)$$

où a_{bg} est la longueur de diffusion hors résonance dans le voisinage de la résonance considérée, et où Δ est la largeur de la résonance. Notons que Δ , tout comme a_{bg} , peuvent être positifs ou négatifs.

2.2.2 Intérêt et utilisation du ^{39}K pour le contrôle des interactions

Il existe pour le ^{39}K de nombreuses résonances de Feshbach accessibles entre 0 et 700 Gauss, comme on le constate sur les courbes théoriques de la figure 2.4. On ne considère ici que les résonances de Feshbach pour des atomes dans l'état $|F = 1\rangle$, pour les trois sous-états $|m_F = 1\rangle$, $|m_F = 0\rangle$ et $|m_F = -1\rangle$. Il est important de remarquer que pour chaque état considéré, les résonances sont nombreuses et se trouvent à des champs magnétiques différents.

La signature expérimentale utilisée pour détecter la présence d'une résonance à un champ magnétique donné est une perte d'atomes. En effet, lorsqu'on s'approche de résonance, la longueur de diffusion augmente en valeur absolue. En d'autres termes, la force de l'interaction entre atomes augmente et conduit à de plus en plus de collisions notamment inélastiques, donc de pertes, le maximum étant obtenu lorsque la longueur de diffusion diverge. On observe effectivement des pertes d'atomes dans notre expérience aux champs prédits par la théorie (voir figure 2.5). Des données expérimentales traduisant la présence de résonances de Feshbach et l'analyse de ces données seront présentées en détails dans le chapitre 3.

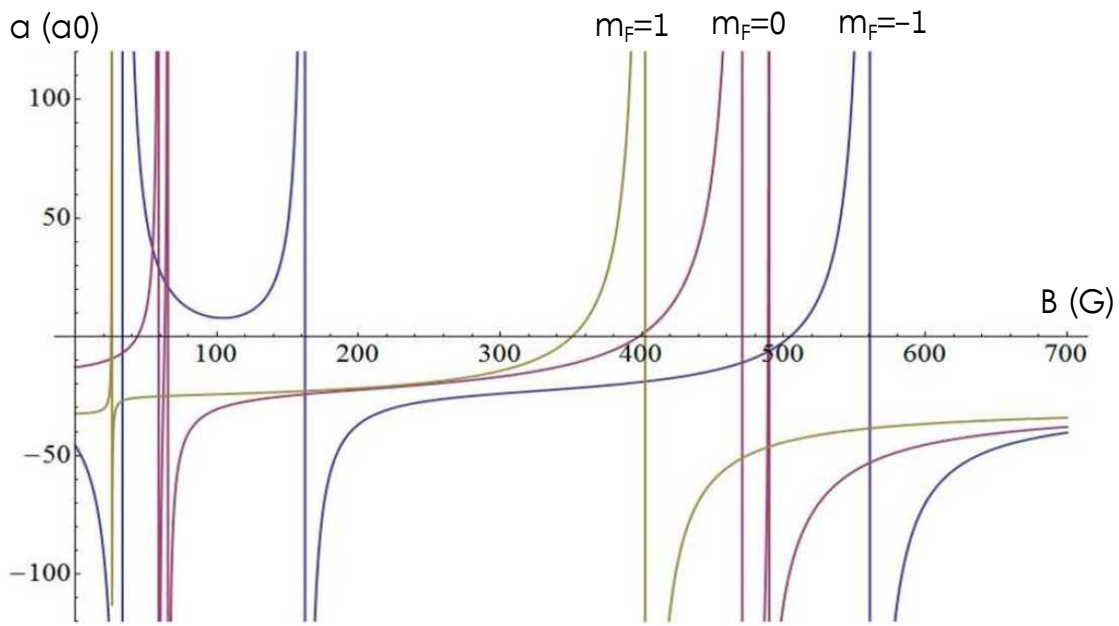


FIGURE 2.4 – Longueur de diffusion a en unités de a_0 en fonction du champ magnétique B en Gauss. Pour cette courbe seules sont considérées les résonances en onde s (la molécule correspondant à l'état lié possède un moment $l = 0$), dans l'état hyperfin $|F = 1\rangle$, pour des atomes en entrée de collision également dans l'onde s . Les courbes vertes correspondent au sous-état Zeeman $|m_F = 1\rangle$, celles en violet à $|m_F = 0\rangle$ et celles en bleu à $|m_F = -1\rangle$. Le graphe est extrait de [26].

On peut donc expérimentalement contrôler la force des interactions entre atomes, et ce d'autant plus finement que la résonance utilisée est large. Une première stratégie pour l'évaporation consisterait à trouver un champ magnétique pour lequel la longueur de diffusion est assez grande ($\sim 100 a_0$) et positive pour tous les états présents dans l'échantillon atomique. Nous n'avons pas trouvé de champ adéquat expérimentalement. Nous avons donc opté pour une autre stratégie : placer tous les atomes dans un seul état $|F, m_F\rangle$ et évaporer au voisinage d'une résonance connue. Précisons que des résonances entre deux sous-états Zeeman hyperfins existent mais ne permettent pas de refroidir un nuage contenant les trois types d'atomes. Une sélection de l'état utilisé semble donc nécessaire.

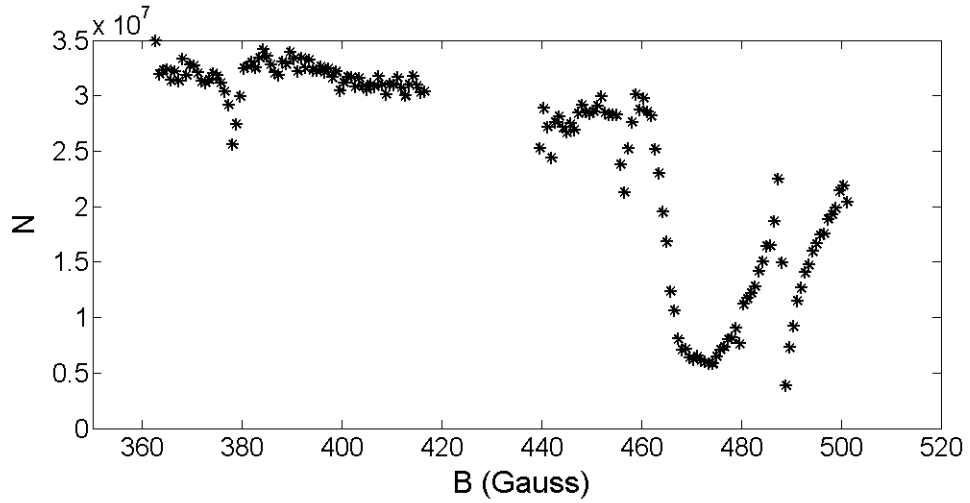


FIGURE 2.5 – Nombre d’atomes N en fonction du champ magnétique pour un nuage initial contenant les 3 sous états Zeeman de l’état $|F = 1\rangle$. Chaque perte d’atomes signale la présence d’une résonance de Feshbach pour le champ correspondant.

Le ^{39}K présente un certain nombre de résonances de Feshbach larges. Après avoir compris le fonctionnement d’un tel processus, nous sommes capables de modifier expérimentalement les interactions entre atomes en changeant le champ magnétique B . Le nombre et la diversité des résonances de Feshbach à notre disposition entraînent la nécessité, afin d’optimiser au mieux la phase d’évaporation, de sélectionner un unique état $|F, m_F\rangle$ pour tous les atomes du nuage.

2.3 Polarisation en spin du nuage dans le piège optique

La stratégie employée et détaillée dans cette section, afin d'évaporer de façon efficace, consiste tout d'abord à polariser le nuage d'atomes dans un seul état de spin. L'état choisi est $|F = 1, m_F = -1\rangle$ pour des raisons explicitées plus loin. La première étape de polarisation du nuage consiste à pomper les atomes dans l'état hyperfin $|F = 1\rangle$ en fin de mélasses. On effectue ensuite un tri sélectif dans le piège optique peu confinant.

2.3.1 Pompage optique en fin de mélasses

Lors de l'étape de mélasses grises, deux faisceaux sur la transition D1 sont utilisés : le faisceau dit principal sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et le faisceau repompeur qui adresse les atomes tombés dans $|F = 1\rangle$ pour les exciter vers $|F' = 2\rangle$. En éteignant le faisceau repompeur 0,5 ms avant la fin des mélasses, tous les atomes sont pomper dans $|F = 1\rangle$.

Pour connaître la composition du nuage à la fin de l'étape de mélasses grises, on utilise les faisceaux d'imagerie par absorption de façon astucieuse. L'imagerie par absorption est composée de deux faisceaux : l'un est dérivé du principal de la transition D2 et l'autre du repompeur de la même transition. Pour commencer, on détermine l'efficacité de détection de chacun de ces deux faisceaux utilisé indépendamment. Il faut faire en sorte d'avoir la meilleure détectivité possible tout en évitant de pomper les atomes avec les faisceaux d'imagerie. En effet, on ne veut pas modifier la composition des mélasses lors de notre mesure. Ensuite, il suffit d'imager le nuage avec l'un des deux faisceaux uniquement. On peut vérifier que deux mesures, chacune avec l'un des deux faisceaux, sont compatibles. Si on ne fait rien de particulier en fin de mélasses, on mesure $\sim 70\%$ des atomes dans $|F = 1\rangle$ et $\sim 30\%$ dans $|F = 2\rangle$, les deux mesures décrites plus haut étant compatibles. On peut également vérifier que 0,5 ms de pompage avec uniquement le faisceau principal D1 suffisent à mettre 100% des atomes dans $|F = 1\rangle$ en fin de mélasses. Pour finir, on charge directement les atomes dans le premier piège optique comme présenté dans la section 1.5.

2.3.2 Stratégie de tri dans le piège optique

Comme discuté dans la section suivante, la stratégie la plus avantageuse en termes de nombre d'atomes transférés dans le second piège dipolaire consiste à ne garder que les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ présents dans le premier piège dipolaire. Pour effectuer cette étape de tri [46, 19], on superpose au FORT 1 un faible gradient de champ magnétique réalisé par les bobines déjà utilisées pour le MOT. La figure 2.6 montre le potentiel magnétique créé pour chacun des trois sous états Zeeman de l'état hyperfin $|F = 1\rangle$. Les atomes dans $|m_F = -1\rangle$ ressentent un potentiel confinant tandis que ceux dans $|m_F = 0\rangle$ (respectivement $|m_F = 1\rangle$) sont expulsés par effet Zeeman quadratique (respectivement linéaire) selon l'axe du piège optique. Il est intéressant dans ce cas précis que le piège soit très peu confinant ; les atomes expulsés ne reviennent pas ou très lentement. Le gradient magnétique utilisé est de 14 G.cm^{-1} dans l'axe fort.

Pour connaître la composition exacte du nuage en termes de $|m_F\rangle$ il faudrait faire une expérience de Stern et Gerlach. On ne peut pas, pour la température des atomes à cette étape de l'expérience, réaliser un temps de vol assez long pour séparer correctement les trois états de spin dans l'espace. En revanche, on peut observer le nombre d'atomes dans le piège formé par le FORT 1 combiné au gradient de champ magnétique. La figure

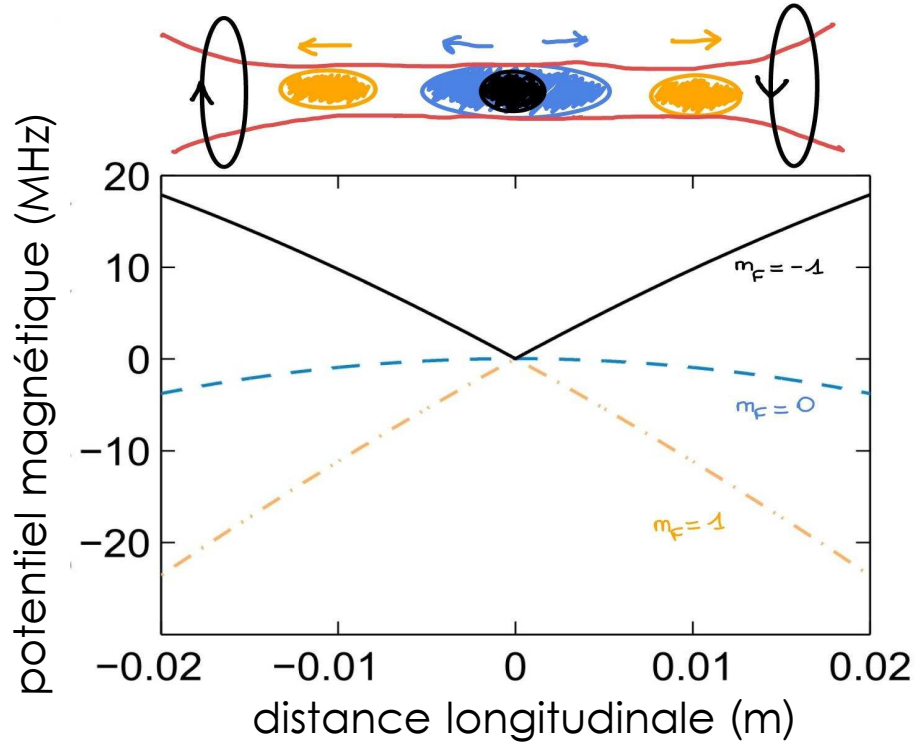


FIGURE 2.6 – Procédure de tri des états m_F . Le champ magnétique produit un potentiel confinant pour les atomes dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et expulsant pour les autres.

2.7 montre 3 étapes : tout d'abord on observe une baisse rapide du nombre d'atomes. On l'attribue à l'expulsion forte des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 1\rangle$. A ce stade on a perdu environ $\frac{1}{3}$ des atomes chargés au départ. La deuxième étape montre également une perte d'atomes mais avec une constante de temps plus longue. On l'attribue à l'expulsion par effet Zeeman quadratique des atomes dans l'état $|m_F = 0\rangle$. Le tiers des atomes qui restent ensuite dans le piège présente un temps de vie long (comparé à la fréquence longitudinale du piège optique). Ces atomes sont ceux dans l'état $|m_F = -1\rangle$. Ils sont confinés par le champ magnétique. Si la courbe 2.7 ne donne pas une preuve de la composition du nuage et de l'efficacité de notre tri, elle reste une base permettant de comprendre ce qui est fait lors de cette étape.

2.3.3 Discussion : autres stratégies envisagées ?

La stratégie présentée dans cette section présente un inconvénient majeur : elle nous oblige à sacrifier $\frac{2}{3}$ des atomes initialement chargés dans le piège optique. D'autres stratégies faisant intervenir du pompage optique afin de conserver un maximum d'atomes ont été envisagées mais se sont révélées moins favorables au final.

La première d'entre elles consiste à tenter de pomper optiquement les atomes dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ en fin de mélasses. On obtient $\sim 60\%$ des atomes dans l'état voulu mais dans ce cas d'une part le nuage est plus chaud lors du chargement du piège optique, ce qui conduit à une réduction du nombre d'atomes chargés de l'ordre de 30%, et d'autre part il ne peut plus y avoir de recouvrement temporel entre les mélasses grises et le piège dipolaire. Cette stratégie conduit à $\sim 10^7$ atomes dans le FORT 1, dont seulement 60% dans l'état qui nous intéresse. Elle est donc moins efficace.

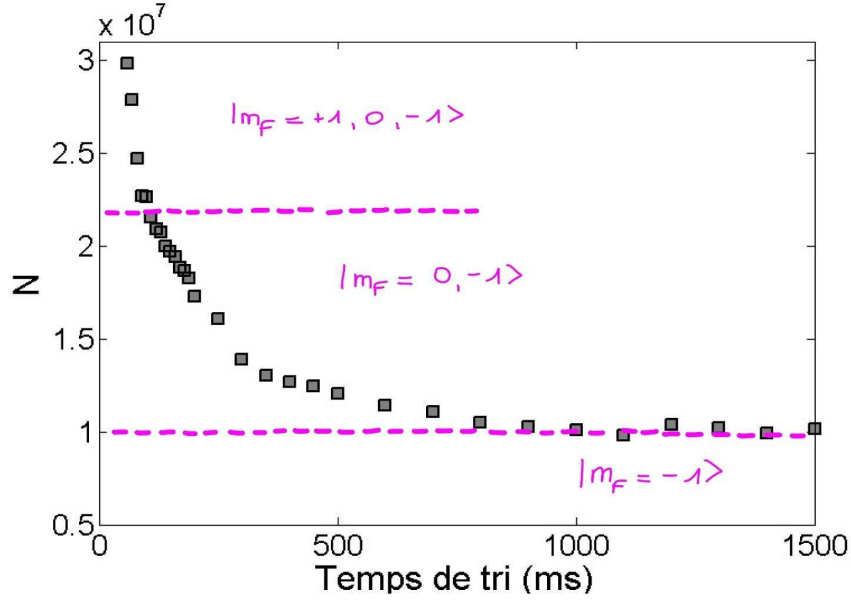


FIGURE 2.7 – Evolution du nombre d’atomes dans le FORT 1 au cours du temps pendant la phase de tri.

Pour finir, on peut aussi envisager de réaliser le pompage optique directement dans le piège dipolaire peu confinant. L’expérience a montré que l’efficacité de ce pompage est limitée par la densité du nuage et qu’il faut attendre que le nuage se dilue pendant ~ 20 ms pour qu’elle atteigne 60%. Sachant que pour procéder à l’évaporation il faudra charger un second piège dipolaire, laisser le nuage se diluer dans le FORT 1 n’est pas avantageux. Au final, cette méthode se révèle aussi efficace en termes de nombre d’atomes dans l’état voulu dans le second piège optique que le tri utilisant le gradient de champ magnétique, tout en faisant intervenir un protocole expérimental plus complexe. Elle n’a donc pas été retenue pour notre expérience.

Expérimentalement, nous avons vu qu’il est plus efficace de trier les atomes pour ne garder que ceux dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$, que de réaliser du pompage optique. La méthode de tri présentée dans cette section nous permet d’avoir $N = 10^7$ atomes dans l’état de spin qui nous intéresse. Les atomes dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ sont confinés radialement par le piège optique et longitudinalement par le gradient de champ magnétique. Il ne reste alors qu’à charger un deuxième piège optique plus confinant pour pouvoir évaporer efficacement au voisinage d’une résonance de Feshbach.

2.4 Évaporation dans un piège croisé

La longueur de diffusion en champ nul du ^{39}K ne permet pas de réaliser une évaporation efficace car elle est trop petite en valeur absolue pour avoir un bon taux de collision. De plus, elle est négative, ce qui entraîne notamment l'existence d'un minimum de Ramsauer vers $400\ \mu\text{K}$. D'autre part, pour des interactions attractives trop fortes, le condensat n'est plus une solution stable : il s'effondre. Grâce à la sélection opérée sur l'état atomique (décrite dans la section précédente), il est possible d'évaporer au voisinage d'une résonance de Feshbach en contrôlant la valeur de la longueur de diffusion à chaque instant.

Par ailleurs, le confinement du FORT 1 n'est pas suffisant pour réaliser une évaporation tout optique. Il est nécessaire de charger un second piège optique avant de commencer à évaporer.

Dans cette section, le protocole de transfert des atomes dans le piège croisé sera détaillé puis celui de l'évaporation au voisinage de la résonance de Feshbach choisie sera discuté. Pour finir, nous verrons qu'une évaporation efficace nous permet d'atteindre la condensation de Bose-Einstein du ^{39}K . Un bilan présentant les évolutions comparées de la longueur d'onde de De Broglie et de la densité au cours de l'expérience permettra de comprendre l'intérêt de chacune des étapes ayant permis cette condensation tout optique.

2.4.1 Mise en place du FORT 2

A la sortie de la chambre de science, le FORT 1 est récupéré et collimaté grâce à une seconde lentille de $297\ \text{mm}$ de focale. Le faisceau est ensuite diffracté par un AOM MTS40 – A3 – 1550 de chez AA Optoelectronic avant de passer à travers une lame de phase. Un télescope ($-40\ \text{mm}$; $400\ \text{mm}$) dont la première lentille est mobile grâce à une platine de translation permet, associé à une lentille finale de $297\ \text{mm}$ de focale à nouveau, de contrôler à la fois la taille et la position du waist du second piège ainsi créé. Le faisceau qui entre ainsi dans la chambre est focalisé sur les atomes et est noté FORT 2 dans la suite. Le banc optique décrit ici est schématisé sur la figure 2.8.

On a recyclé la lumière du FORT 1 après un premier passage dans la chambre de science pour créer le FORT 2. Ceci a deux conséquences. D'une part, il est nécessaire de passer par le second AOM afin de changer la fréquence du second faisceau. La lame de phase utilisée permet de s'assurer qu'il n'y aura pas d'interférences à l'endroit où seront superposés les deux pièges (à savoir sur les atomes). D'autre part, le FORT 2 découle directement du FORT 1 donc dans la suite, lorsque l'on baisse la puissance du premier piège dipolaire, celle du second est diminuée de même.

Protocole de transfert

Une fois le tri effectué dans le piège optique peu confinant, on allume doucement le piège confinant puis on éteint lentement le gradient de champ magnétique. Le processus prend $2\ \text{s}$ au total et on charge ainsi environ la moitié des atomes triés dans le FORT 2. Le champ magnétique constant servant à changer les interactions entre atomes est créé par les mêmes bobines que celles utilisées pour les gradients (MOT, CMOT, tri). Il suffit de changer le sens de circulation du courant dans une des deux bobines pour passer d'un champ magnétique quadrupolaire à une configuration dipolaire. Ce changement prend environ $200\ \text{ms}$ durant lesquels les atomes restent confinés dans le FORT 2. Les caractéristiques de ce dernier sont les suivantes :

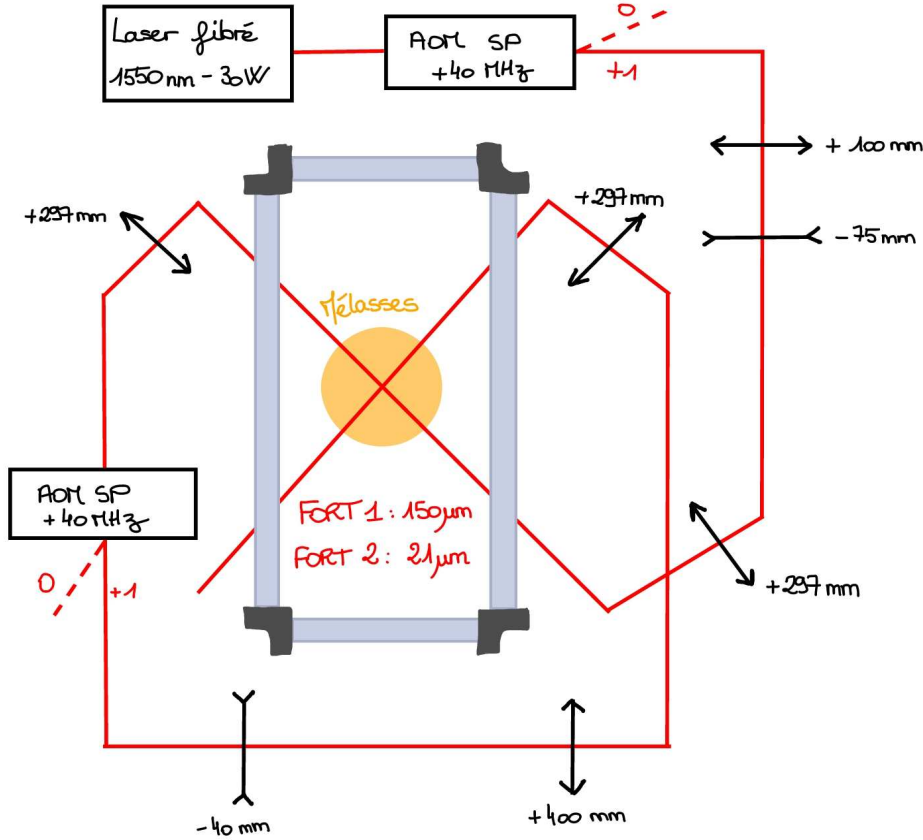


FIGURE 2.8 – Schéma du banc optique pour les pièges dipolaires servant à l'évaporation. La ligne permettant de créer le FORT 2 à partir du FORT 1 a été ajoutée par rapport à la figure 1.22.

- $P_2 = 14 \text{ W}$
- $\omega_2 = 21 \text{ } \mu\text{m}$
- $U_2 = 1,6 \text{ mK}$
- $f_{\perp} = 8680 \text{ Hz}$
- $f_{\parallel} = 140 \text{ Hz}$

On dispose ainsi de $N = 4.10^6$ atomes à une température de $T = 220 \text{ } \mu\text{K}$ pour débiter la phase d'évaporation, soit une densité dans l'espace des phases de $D = 4,5.10^{-4}$. Il nous faut donc gagner ~ 4 ordres de grandeur sur D pour atteindre la condensation.

Précisons que le transfert dans le FORT 2 est lent, notamment car à ce stade on ne peut pas utiliser les résonances de Feshbach (les bobines servent à faire le gradient de champ pour la tri) donc il y a très peu de collisions entre atomes. Le FORT 2 étant environ 100 fois plus profond que le FORT 1, il faut du temps pour que les atomes soient piégés par ce nouveau potentiel.

2.4.2 Évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach : protocole expérimental

Une fois le gradient de champ utilisé pour le tri éteint, on peut passer en configuration dipolaire pour le champ magnétique. On allume alors rapidement un champ magnétique homogène à 550 Gauss, soit au voisinage de la résonance large à haut champ pour l'état

$|F = 1, m_F = -1\rangle$. Cette résonance a son centre en théorie au champ $B_0 = 560,7$ Gauss, une largeur $\Delta = -56$ Gauss et la longueur de diffusion hors résonance dans son voisinage vaut $a_{bg} = -29 a_0$. Les résultats théoriques ainsi que des mesures expérimentales de ces valeurs sont présentées dans [47]. En utilisant la formule 2.18 on estime qu'au champ choisit la longueur de diffusion vaut $a = 130 a_0$, ce qui permet d'avoir pour les atomes piégés dans le FORT 2 un taux de collision de l'ordre de 15 ms^{-1} au début de l'évaporation.

Une fois chargés dans le FORT 2, les atomes sont à une température telle que $U_1 \ll T$. Ils ne sont piégés que par le FORT 2, sans aucune influence du FORT 1 à ce stade. Il paraît donc plus avantageux, afin de conserver les fréquences les plus élevées possibles pour le FORT 1, de commencer l'évaporation en baissant uniquement la puissance du second piège dipolaire. C'est ce qui est présenté sur la figure 2.9.

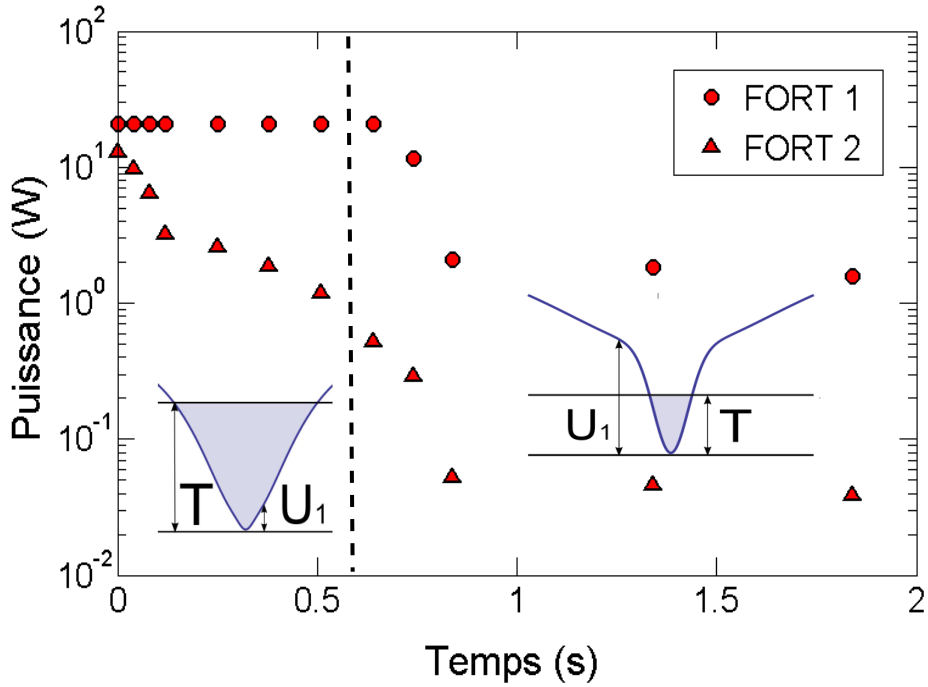


FIGURE 2.9 – Rampes de puissances au cours du processus d'évaporation pour les deux pièges optiques. Au début de cette étape, les atomes ne sont piégés que par le FORT 2. On baisse donc pour commencer la puissance de ce second piège, jusqu'à ce que le nuage entre dans le croisement formé par les deux pièges optiques. Ces derniers ont alors approximativement la même profondeur. On baisse ensuite les puissances des deux pièges en même temps pour terminer l'évaporation et atteindre la condensation. La ligne en pointillés représente le passage dans le piège croisé.

Lorsque la puissance du FORT 2 correspond à environ 5% de sa valeur maximale, les deux pièges optiques ont approximativement la même profondeur. Ils assurent alors tous deux le confinement des atomes. Les fréquences radiales sont données par le FORT 2 tandis que la fréquence longitudinale devient progressivement celle du FORT 1.

2.4.3 Caractérisation de l'évaporation tout optique

Le protocole présenté permet d'atteindre la condensation dans l'expérience avec environ $N = 3 \cdot 10^5$ atomes (ou encore 20000 atomes dans un condensat pur, sans nuage thermique) après $t_{\text{évaporation}} = 1,8$ s. La durée totale du cycle expérimental, du MOT au condensat de Bose-Einstein, est d'environ 7 s. Le temps de cycle pour notre condensation tout optique est donc beaucoup plus court que ceux obtenus pour le ^{39}K dans les expériences utilisant un refroidissement sympathique [20] ou une étape d'évaporation magnétique [44]. Cet aspect de notre méthode est important, notamment pour des expériences nécessitant de grands taux de répétition.

L'évolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes au cours de l'évaporation est représentée sur la figure 2.10, de même que le taux de collisions γ .

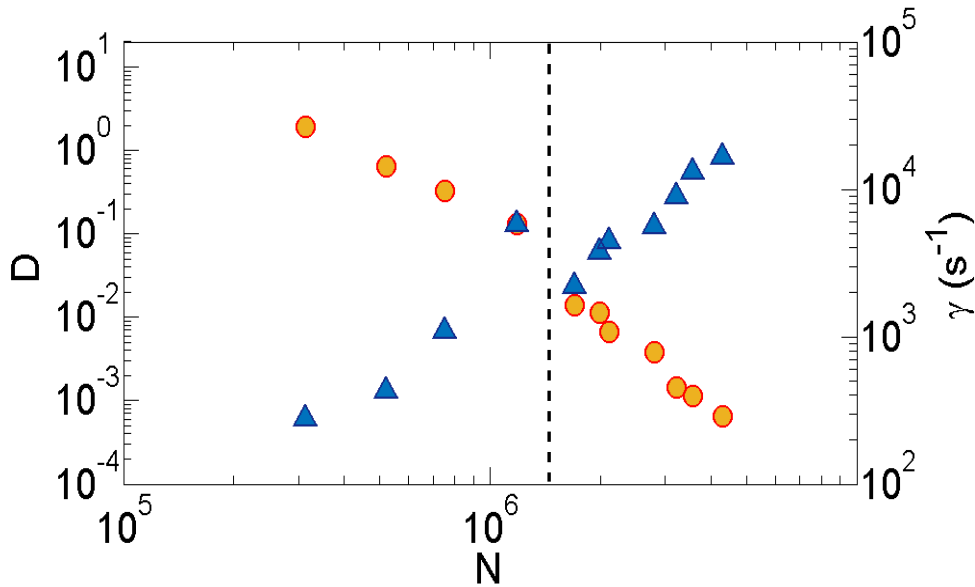


FIGURE 2.10 – Evolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes au cours de la phase d'évaporation en ronds oranges, en échelle log-log. La pente de cette courbe correspond à l'efficacité de l'évaporation. Le taux de collisions en fonction de ce même nombre d'atomes est représenté en triangles bleus, également en échelle log-log. La ligne en traitillés correspond au passage dans le piège croisé.

L'efficacité de notre processus d'évaporation est de l'ordre de 3. Cette valeur est plus élevée que la valeur typique de l'efficacité d'une évaporation magnétique. Le passage dans le piège croisé est représenté sur la courbe 2.10 par la ligne en traitillés. On remarque que le taux de collisions diminue au début de l'évaporation, ce qui est attendu notamment parce que les fréquences des pièges optiques diminuent en racine de la puissance. La brusque augmentation de γ lorsque les atomes passent du FORT 2 uniquement au piège croisé est artificielle. En effet, on admet dans nos calculs que dans le croisement la fréquence longitudinale est donnée par la fréquence radiale du FORT 1. Elle est en réalité donnée par une moyenne pondérée de l'influence des deux pièges optiques.

On détecte la transition vers la condensation grâce à deux comportements typiques présentés sur la figure 2.11. En effet, on observe une inversion d'ellipticité du condensat

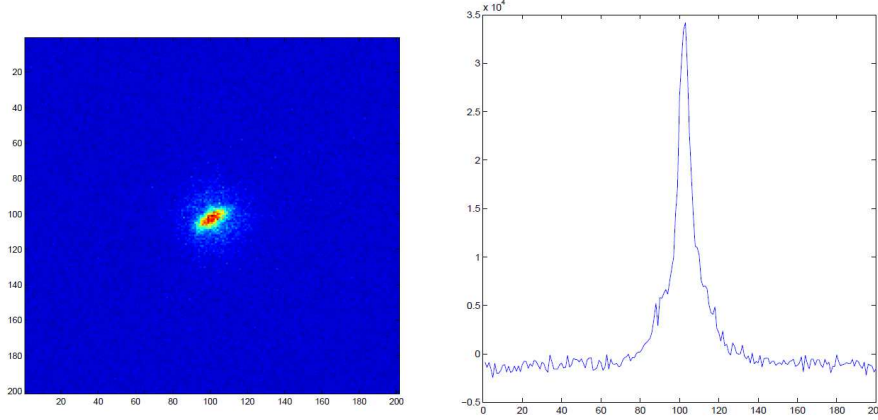


FIGURE 2.11 – Inversion d’ellipticité du condensat après un temps de vol de 20 ms. L’axe radial (le plus confinant) du piège croisé correspond à l’axe long du condensat sur l’image de gauche. La courbe de droite montre la double structure associée à l’image.

après temps de vol, ainsi que l’apparition progressive de la double structure caractéristique de la condensation.

2.4.4 Analyse des images : gaz thermique VS condensat

L’apparition de la structure bimodale nous oblige à être précautionneux dans nos analyses si l’on veut connaître précisément le nombre d’atomes et la température du nuage. Il faut en effet tenir compte de la dégénérescence du gaz lorsqu’on cherche à ajuster les données.

Pour un gaz thermique ($n\lambda_{dB}^3 \ll 1$) la statistique de Maxwell-Boltzmann décrit correctement la distribution en vitesse des atomes dans le gaz. On peut ainsi ajuster les données par une gaussienne après temps de vol pour déterminer le nombre d’atomes et la température. Lorsque la densité dans l’espace des phases augmente au point que $n\lambda_{dB}^3 \sim 1$, tout en ayant encore $n\lambda_{dB}^3 < \zeta\left(\frac{3}{2}\right)$, l’approximation de Maxwell-Boltzmann n’est plus valable. Il faut utiliser une fonction polylogarithmique d’ordre 2 pour ajuster le profil du nuage après temps de vol. Enfin, lorsque $n\lambda_{dB}^3 \geq \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \sim 2,6$ il faut ajouter au modèle un profil Thomas-Fermi afin d’ajuster d’une part le gaz thermique résiduel et d’autre part la partie condensée. Les fonctions exactes utilisées sont détaillées dans [19]. Toutes les analyses portant sur les gaz dégénérés dans notre expérience ont été réalisées en utilisant ces fonctions.

2.4.5 Evolution du système dans l’espace $\{n, \lambda_{dB}\}$

Afin de faire le bilan du cycle expérimental mis en place dans l’expérience pour obtenir la condensation tout optique du ^{39}K , on peut observer l’évolution du système dans l’espace $\{n, \lambda_{dB}\}$ (figure 2.12). En effet, la longueur d’onde de De Broglie, donnée par :

$$\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (2.19)$$

augmente lorsque la température du gaz diminue. Lorsqu’elle devient de l’ordre de la distance entre particules dans le nuage, donnée par l’inverse de la racine cubique de la densité, le gaz atteint le régime dégénéré et se comporte comme une onde de matière.

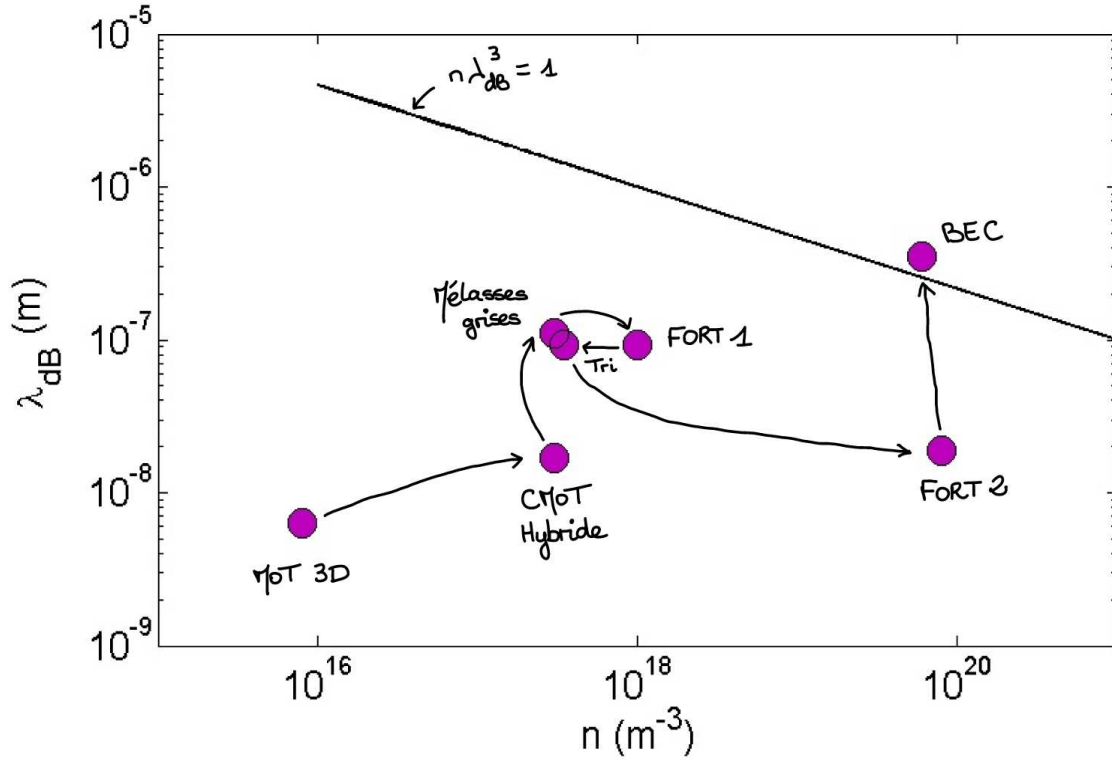


FIGURE 2.12 – Réprésentation des valeurs obtenues à la fin de chacune des étapes de refroidissement, du MOT à l’obtention du condensat, dans l’espace $\{n, \lambda_{dB}\}$.

Les points forts de chacune des étapes du cycle expérimental, avec l’idée d’atteindre la condensation représentée par la droite $n\lambda_{dB}^3 = 1$, peuvent donc être retrouvés sur la figure 2.12. Le CMOT hybride permet non seulement d’augmenter la densité mais également de diminuer la température, si on les compare à celles du MOT 3D. Puis, à densité constante, la longueur d’onde de De Broglie du gaz continue d’augmenter dans les mélasse grises. Le chargement du premier piège optique permet de se rapprocher de la condition de condensation en augmentant la densité et, même si le tri nous fait ensuite perdre un facteur 3 en densité, le second piège optique est chargé avec uniquement des atomes utiles pour l’évaporation au voisinage d’une résonance de Feshbach. Lors du transfert dans le FORT 2 on sacrifie légèrement la basse température atteinte précédemment au profit de la densité, afin de disposer d’un taux de collisions suffisant pour l’évaporation. Cette dernière nous permet enfin d’atteindre le condensat de Bose-Einstein, abrégé BEC sur la figure.

La mise en place de diverses méthodes originales nous ont permis de proposer un protocole expérimental rapide et efficace pour la production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K . L’inconvénient majeur de notre technique semble être, au final, le faible nombre d’atomes obtenu dans le condensat. Nous verrons dans la suite que ce dernier peut encore être optimisé et qu’il nous permet malgré tout d’étudier des phénomènes physiques intéressants, mettant en jeu le contrôle des interactions.

2.5 Température critique et calibration du nombre d'atomes

Les deux paramètres expérimentaux que sont le nombre d'atomes N et la température T doivent être connus assez précisément si l'on veut pouvoir calculer les grandeurs dont on a besoin pour caractériser les différentes étapes de l'expérience. Dans notre cas, la température est mesurée par le biais de l'expansion du nuage après temps de vol. Pour un temps de vol assez long, cette expansion traduit la vitesse des atomes au moment où ils ont commencé à tomber, donc une température.

En ce qui concerne le nombre d'atomes, une estimation grossière peut être faite en connaissant les caractéristiques du système d'imagerie utilisé. Pour avoir une mesure plus précise de N , une méthode communément utilisée consiste à mesurer la température pour laquelle le condensat de Bose-Einstein apparaît. Cette température est reliée au nombre d'atomes dans le condensat.

Dans cette partie, nous verrons quelle est la relation liant cette température, appelée température critique, au nombre d'atomes dans le cas simple du gaz parfait piégé dans un potentiel harmonique. Nous verrons ensuite quelles sont les corrections à apporter dans le cas d'un gaz en interactions, puis nous présenterons les résultats expérimentaux qui nous ont permis de calibrer le nombre d'atomes dans notre expérience.

Toutes les formules présentées dans cette partie sont extraites d'une revue concernant les condensats de Bose-Einstein [48]. Nous nous contenterons ici de présenter les résultats utiles dans notre cas.

2.5.1 Cas d'un gaz parfait

Dans le cas d'un gaz parfait piégé dans un potentiel harmonique, on peut montrer que :

$$\frac{N_C}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C^0} \right)^3 \quad (2.20)$$

où $\frac{N_C}{N}$ est la fraction condensée du nuage d'atomes, T sa température et T_C^0 la température critique à laquelle on passe la transition. Cette dernière est donnée par la relation :

$$k_B T_C^0 = \hbar \omega_{\text{ho}} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.21)$$

où ω_{ho} est la moyenne géométrique des pulsations du piège dans lequel se trouve le nuage. En déterminant expérimentalement la température à laquelle se produit la transition, on peut donc déterminer à quel nombre théorique d'atomes on s'attend et le comparer au nombre d'atomes mesuré. On a ainsi accès à la correction à apporter.

Dans notre cas, on observe que la fraction condensée n'évolue pas en fonction de la température selon le modèle présenté ici. Comme schématisé sur la figure 2.13, la forme de la courbe ne correspond pas à celle attendue.

Pour expliquer cette différence, on peut penser à diverses corrections comme par exemple la dimensionnalité effective du gaz, ou encore les effets de taille finie. Les différentes corrections à apporter au modèle du gaz parfait sont présentées dans la revue déjà citée [48].

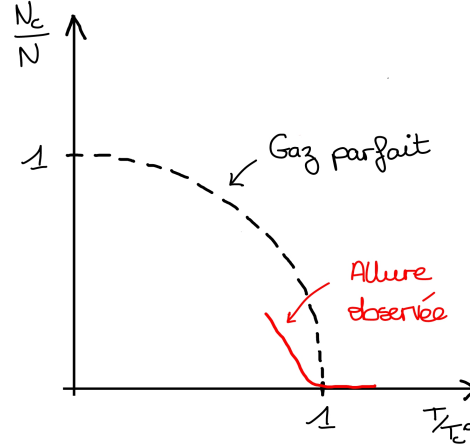


FIGURE 2.13 – Allure de l'évolution expérimentale de la fraction condensée dans l'expérience (en trait plein rouge) comparée à l'allure attendue pour un gaz parfait (en traitillés noirs).

2.5.2 Gaz en interactions

Dans notre cas, la correction majeure (et la seule que nous prendrons en compte, les autres étant négligeables) provient du fait qu'on étudie un gaz en interactions. En effet, en évaporant au voisinage de la résonance de Feshbach, on a tout fait pour augmenter la longueur de diffusion dans le gaz.

En prenant en compte les interactions entre atomes, on peut montrer que la température critique est décalée d'un facteur δT_C tel que :

$$\frac{\delta T_C}{T_C^0} = -1,3 \frac{a}{a_{\text{ho}}} N^{\frac{1}{6}} \quad (2.22)$$

où a est la longueur de diffusion qui dans le cas considéré vaut $130 a_0$ et où a_{ho} est la longueur typique de l'oscillateur harmonique formé par notre piège. Elle s'exprime telle que $a_{\text{ho}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\text{ho}}}}$. On peut donc avoir une estimation du nombre d'atomes à la transition en prenant comme température $T_C = \delta T_C + T_C^0$ au lieu de T_C^0 .

On peut également exprimer l'évolution de la fraction condensée en fonction de $t = \frac{T}{T_C^0}$ pour un gaz en interactions. Elle est donnée par :

$$\frac{N_C}{N} = 1 - t^3 - \frac{\zeta(2)}{\zeta(3)} \eta t^2 (1 - t^3)^{\frac{2}{5}} \quad (2.23)$$

où $\eta \sim 0,4$ dans notre cas.

2.5.3 Résultats expérimentaux

Les données expérimentales présentées sur la figure 2.14 montrent l'évolution, au voisinage de la transition, de la fraction condensée en fonction de la température mesurée.

On détermine ainsi la correction à introduire dans notre mesure du nombre d'atomes. Ce facteur correctif a été inclus pour toutes les données présentées dans cette thèse. On estime être précis sur le nombre d'atomes à $\sim 30\%$ grâce à cette calibration. On pourra comparer d'une part la correction trouvée ici, et d'autre part notre précision au final sur

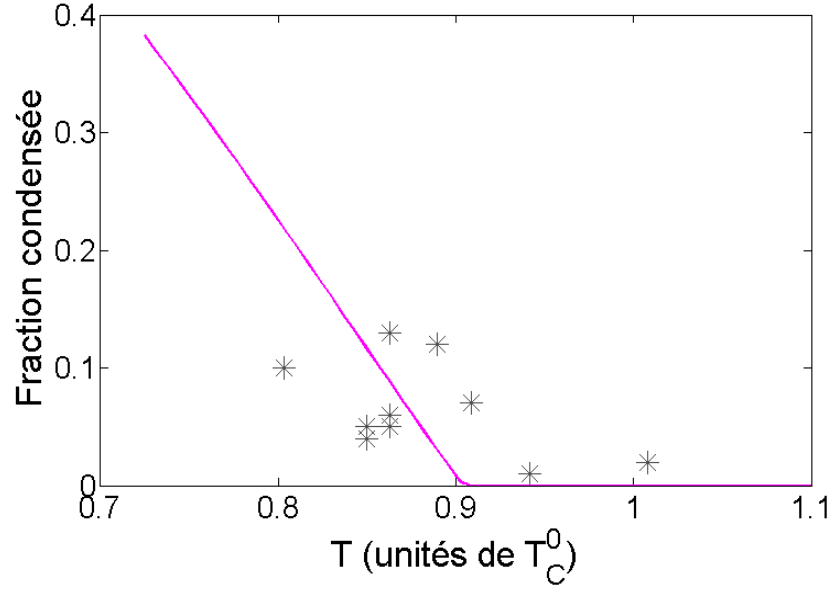


FIGURE 2.14 – Evolution de la fraction condensée en fonction de la température du gaz autour de la transition. Les points expérimentaux sont ajustés par le modèle 2.23.

le nombre d'atomes mesuré, avec ce qui sera obtenu en utilisant une autre méthode de calibration présentée dans le chapitre suivant.

La calibration du nombre d'atomes via la connaissance de la température critique a été obtenue en tenant compte des interactions dans le gaz. On est ainsi assuré de connaître N à $\sim 30\%$ près. La correction à apporter a été incluse dans toutes les données présentées dans ce manuscrit.

2.6 Améliorations du montage

Une partie de ma dernière année de thèse a été consacrée à l'optimisation du système expérimental, d'une part afin de gagner en stabilité et d'autre part pour augmenter le nombre d'atomes dans le condensat.

Cette section décrit les diverses améliorations apportées ainsi que quelques propositions pour d'autres améliorations futures.

2.6.1 MOT 2D

Le premier moyen d'augmenter le nombre d'atomes dans le condensat est d'améliorer le chargement du MOT 3D, dès le début du protocole expérimental. Pour ce faire, on optimise l'efficacité du MOT 2D.

Une première optimisation a été mise en place en modifiant la forme d'un des deux faisceaux utilisés. Comme présenté dans la description du système expérimental, deux fibres sont injectées en sortie de TA 2D. Les faisceaux sortant de ces fibres forment le MOT 2D dans la chambre de collection. En sortie de l'une de ces fibres, avant l'entrée du faisceau dans la chambre de collection, un télescope contenant deux lentilles cylindriques (+60 mm; +100 mm) a été ajouté. Ceci nous permet de concentrer la puissance disponible en sortie de fibre sur une zone elliptique, dont l'axe long est aligné avec le minimum de champ magnétique du MOT 2D. On dispose ainsi d'une plus grande puissance utile au MOT 2D. On a observé une amélioration sur le chargement du MOT 3D. Un télescope identique a été ajouté en sortie de la seconde fibre 2D, sans amélioration notable sur le chargement du MOT 3D. Il a donc été enlevé par la suite.

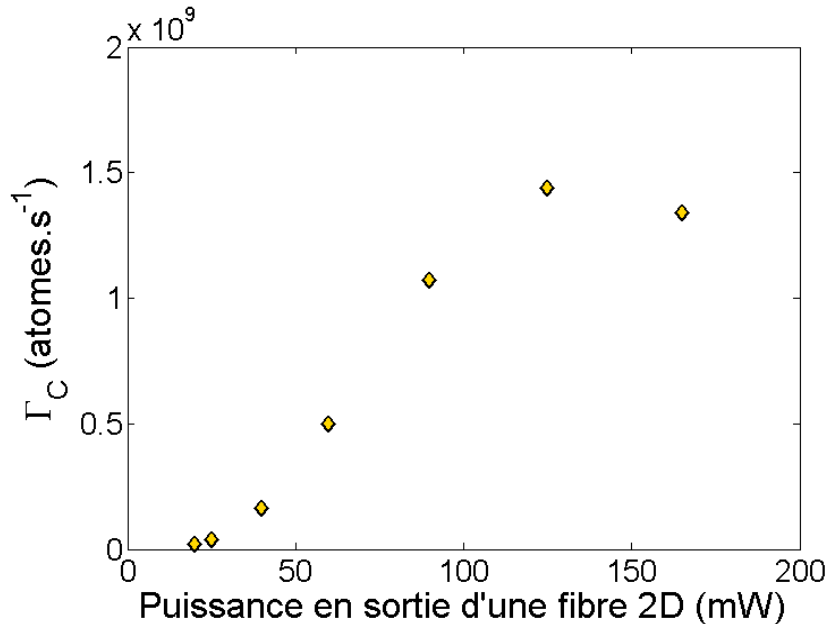


FIGURE 2.15 – Evolution du taux de capture dans le MOT 3D en fonction de la puissance en sortie d'une fibre du MOT 2D.

La seconde amélioration apportée à notre MOT 2D est une augmentation de la puissance totale en sortie des fibres. En effet, plus on collecte d'atomes dans le MOT 2D et plus on peut charger efficacement le MOT 3D. Cette augmentation a été obtenue en

remplaçant le TA vieillissant par un neuf. Pour la suite on pourrait envisager de mettre en place des TA plus puissants (actuellement la puissance maximale en sortie de TA est de 1,5 W). La figure 2.15 montre que le taux de capture dans le MOT 3D, noté Γ_C , en fonction de la puissance en sortie de fibre 2D augmente jusqu'à atteindre quasiment la saturation². Les données ont été prises pour un MOT sans lumière D1 afin de pouvoir imager correctement. En effet, la lumière D1 fait exploser le MOT et il devient trop gros, même après un temps de vol très court, pour l'imager avec notre système.

On est finalement parvenu à améliorer le taux de chargement et à augmenter le nombre d'atomes chargés dans le MOT 3D d'un facteur 2 environ, de façon ponctuelle. En réalité, le nombre maximum d'atomes observé dans le MOT 3D a diminué au fil du temps, probablement en raison d'instabilités expérimentales et de la baisse de la pression de ^{39}K dans l'enceinte. Les améliorations apportées au MOT 2D ont permis de compenser ces effets. En mettant un nouvel échantillon de potassium solide dans le système et en réalignant tous les faisceaux laser utilisés nous pourrions probablement avoir encore plus d'atomes dans le piège magnéto-optique.

2.6.2 Nouvelle ligne D1

Ayant constaté la praticité et la grande stabilité des systèmes télécom fibrés, nous avons décidé de remplacer le laser en cavité étendue utilisé pour créer la lumière D1 par ce type de système. Une diode fibrée EMCORE (modèle 1782A-040-46-FC-PM) injecte un amplificateur fibré Keopsys (modèle KPS-OEM-C-23-PM-PB-111-FA-FA) avec environ 35 mW de lumière à 1540 nm. On dispose ainsi (après amplification puis ajout d'atténuateurs fibrés) d'environ 200 mW à 1540 nm. On utilise alors un doubleur fibré NTT Electronics (modèle WH-0770-000-A-B-C) pour produire de l'ordre de 80 mW de lumière à 770 nm, ce qui est largement suffisant pour injecter le TA de la ligne D1. L'asservissement en fréquence doit être modifié : on utilise un asservissement sur le courant de la diode fibrée de la même manière que sur la ligne D2 au lieu d'asservir le déplacement du piezo-électrique du laser en cavité étendue.

Le reste de la ligne D1 reste identique, si ce n'est que tout le banc optique a été déplacé à proximité de la fibre MOT reliée au diviseur Schäfter-Krichhoff. On supprime ainsi la dernière fibre de la ligne D1 ce qui permet de s'affranchir d'une source de perte de puissance.

Les changements décrits ici ont également apporté une plus grande stabilité au système expérimental, notamment concernant l'asservissement en fréquence du système de production de lumière D1.

2.6.3 Proposition d'un nouveau design de table optique

Un des inconvénients du montage expérimental utilisé actuellement est qu'on ne peut pas contrôler les fréquences des faisceaux indépendamment pour le MOT 3D et le MOT

2. Les données présentées ici ne semblent pas compatibles avec celles présentées sur la figure 1.5 pour le taux de chargement. En effet, les données présentées ici ont été prises plus d'un an plus tard. La pression de ^{39}K a très probablement changé dans l'enceinte. Enfin, les données présentées sur la figure 1.5 ont été prises avec un MOT 3D sans D1 optimisé, contrairement à celles de la figure 2.15 pour lesquelles nous avons simplement coupé la lumière D1 sans ré-optimisation notamment du gradient de champ magnétique. Ces diverses considérations impliquent que les données obtenues ne peuvent pas réellement être comparées. On montre toutefois qu'augmenter la puissance en sortie de MOT 2D permet d'augmenter le taux de capture dans le MOT 3D

2D. De la même façon, on ne contrôle pas indépendamment les ratios en puissance entre ces faisceaux. Nous avons donc optimisé principalement le MOT 3D. Les valeurs correspondantes pour le MOT 2D sont fixées en conséquence. Le schéma 2.16 présente une possibilité de montage permettant de contrôler tous ces paramètres indépendamment les uns des autres. Il ne demande pas plus de matériel que le montage actuel et il permet d'avoir autant voire plus de puissance en sortie des différentes fibres. Par ailleurs, il répond à un autre problème du montage actuel : sur la table optique permettant de créer la repompe D2, il y a environ 1 W de lumière à résonance en espace libre, ce qui est problématique dès qu'on cherche à refroidir un nuage d'atomes jusqu'à la condensation. Il faut alors être très précautionneux pour éviter toute fuite de lumière à résonance vers la chambre de science. Dans le montage proposé sur la figure 2.16, il n'y a plus de lumière à résonance à haute puissance.

2.6.4 Optimisation de la méthode de tri dans le piège optique

Un des points faibles de notre protocole expérimental est le tri que l'on doit effectuer avant l'évaporation. En effet, on perd à ce stade $\frac{2}{3}$ des atomes capturés dans le piège optique. Dans un premier temps, ce tri a été optimisé dans le but de n'avoir qu'un seul état de spin dans l'échantillon, à savoir $|F = 1, m_F = -1\rangle$, afin de mieux comprendre comment se déroule notre évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach.

Une fois le condensat de Bose-Einstein obtenu, il a été naturel de chercher à optimiser le nombre d'atomes condensés en fonction des divers paramètres du tri, quitte à obtenir un échantillon moins pur. Les paramètres expérimentaux qu'on a optimisé sont les suivants : procédure d'allumage de chacun des deux pièges optiques (FORT 1 et FORT 2), valeur du gradient de champ utilisé, temps de tenue avec les différents pièges optiques et magnétique. Le protocole expérimental optimal trouvé est le suivant :

- Le FORT 1 est allumé rapidement dès l'étape de CMOT hybride.
- Le FORT 2 est allumé progressivement entre 10 ms avant la fin des mélasse et 45 ms après. L'échantillon chargé n'est donc absolument pas purifié lorsqu'on charge le piège dipolaire confinant.
- Le gradient de champ est allumé immédiatement après la coupure des faisceaux de mélasse et on utilise la valeur maximale qu'on est capable de produire avec l'alimentation utilisée, soit environ 41 G.cm^{-1} .
- Les faisceaux ainsi que le champ sont tenus à valeurs constantes pendant 4 s puis le gradient de champ est coupé.

On obtient alors plus d'atomes dans le condensat, soit environ 35000 dans un condensat pur au lieu de 20000, même si il est évident qu'on trie moins efficacement les atomes.

On a vérifié grâce à une expérience de Stern et Gerlach proche de la condensation (afin d'avoir une température basse). Il s'avère qu'à ce stade il reste encore environ 10% d'atomes dans $|m_F = 0\rangle$. Il n'y en a aucun dans $|m_F = 1\rangle$. On peut donc affirmer qu'il y a au moins ces proportions d'états non désirés au début de l'évaporation. On a vu qu'à priori les atomes sont distribués équitablement entre les 3 états de spin considérés à la fin des mélasse. Il semble donc qu'on parvienne à éliminer complètement les $|m_F = 1\rangle$ et à évaporer préférentiellement une partie des $|m_F = 0\rangle$ avec cette nouvelle méthode. La conclusion reste que le nombre d'atomes dans l'état $|m_F = -1\rangle$ dans le condensat au final est plus important.

2.6.5 Quel gain pour notre expérience ?

Grâce aux diverses améliorations apportées décrites dans cette section, le nombre d'atomes dans le condensat pur est passé de 20000 à 35000 environ. Par ailleurs, l'expérience dans sa globalité est beaucoup plus stable par divers aspects. Les asservissements en fréquences restent stables plus longtemps et les gains en puissance laser nous permettent d'avoir un condensat plus stable en fin de cycle. On peut ainsi effectuer beaucoup plus de cycles sans avoir besoin de réaligner le système expérimental. Par ailleurs, les nombres d'atomes et températures obtenus aux diverses étapes de l'expérience sont également plus stables à long terme.

D'autres améliorations peuvent encore être apportées au montage, notamment en ce qui concerne le banc optique D2 comme discuté précédemment. Enfin, si l'on souhaite disposer d'encore plus d'atomes proches de la dégénérescence quantiques (notamment dans l'optique d'étudier des nuages à 2 dimensions autour de la transition BKT) il sera probablement nécessaire de modifier le système de piégeage optique. On pourrait penser par exemple à utiliser deux lasers indépendants pour créer le FORT 1 et le FORT 2 afin de disposer de plus de puissance pour le piège confinant, ou encore à utiliser des lasers plus puissants (50 ou 100 W).

Ce chapitre nous a permis de détailler les subtilités de la condensation tout optique du ^{39}K . Un tri des états de spin est nécessaire pour évaporer efficacement au voisinage d'une résonance de Feshbach, ce qui nous permet de contourner les problèmes liés aux mauvaises propriétés de collision du ^{39}K en champ nul. On obtient des condensats purs d'environ 35000 atomes en 7 s après avoir optimisé les diverses étapes de refroidissement tout optique décrites dans les chapitres 1 et 2.

Nous avons donc développé un protocole rapide et efficace, mettant en jeu des méthodes originales et permettant de produire un gaz dégénéré à interactions variables. Ce gaz sera utilisé dans la suite pour étudier la physique à basse dimension et en présence de désordre.

Chapitre 3

Observation expérimentale de nouvelles résonances de Feshbach pour le ^{39}K

Le ^{39}K présente de nombreuses résonances de Feshbach accessibles en champ magnétique dans notre expérience, dont certaines assez larges pour nous permettre de modifier la longueur de diffusion de façon contrôlée et donc les interactions entre atomes dans le nuage. Le principe de fonctionnement de ces résonances est présenté dans la section 2.3 et nous avons vu dans la section 2.4 qu’une évaporation tout optique efficace jusqu’à la condensation a été réalisée au voisinage de l’une d’elles.

Il est intéressant de déterminer expérimentalement la position en champ magnétique des résonances de Feshbach prévues théoriquement. En effet, des simulations numériques auxquelles comparer nos données existent. De telles comparaisons ont déjà été faites [47]. Même si notre précision en champ ne nous permet pas d’apporter aux théoriciens plus d’informations qu’ils n’en ont déjà concernant les résonances les plus utilisées, pointer expérimentalement plusieurs résonances bien connues nous permettrait d’obtenir une calibration plus précise du champ magnétique dipolaire créé par nos bobines. Par ailleurs, grâce au protocole de tri mis en place pour faciliter l’évaporation, nous pouvons préparer divers mélanges de spins dans le piège optique et ainsi étudier les résonances de Feshbach dans ces mélanges.

Afin de fixer les idées dès à présent, on parlera d’une part de résonance en onde s , p , d , *etc...* en fonction du moment orbital l ($l = 0, 1, 2$, *etc...*) de l’état lié moléculaire impliqué dans le processus de collision. D’autre part, pour désigner le type d’onde dans lequel se trouvent les atomes entrant en collision, on parlera de collision en onde s , p , d , *etc...* Ainsi, toutes les résonances présentées sur la figure 2.4 sont des résonances en onde s impliquant des collisions en onde s .

Dans ce chapitre, nous présenterons le protocole expérimental permettant de réaliser divers mélanges de spins et nous nous intéresserons à la comparaison entre données expérimentales et simulations numériques pour deux d’entre eux. Dans ces mélanges, des résonances en onde p ainsi qu’une résonance en onde d ont été observées. Cette dernière sera analysée de façon plus détaillée.

3.1 Résonances en onde p pour des mélanges de spins

Si les résonances en onde s faisant intervenir des collisions en onde s pour l'état fondamental $|F = 1\rangle$ du ^{39}K ont été observées et caractérisées expérimentalement [47], ce n'est pas le cas des résonances faisant intervenir deux états de spin différents. Ces dernières ne peuvent être observées que dans des mélanges de spins. En revenant sur le protocole de tri précédant la phase d'évaporation, différents mélanges de spins peuvent être produits dans notre expérience. Dans la suite, nous en détaillerons deux qui nous permettront notamment d'observer expérimentalement pour la première fois des résonances en onde p pour le ^{39}K .

3.1.1 Retour sur le tri : mélanges de spins

Les atomes sont pompés en fin de mélasses dans l'état fondamental $|F = 1\rangle$ de la même façon que celle détaillée dans la section 2.3.1. Le piège optique large est ensuite chargé.

Production d'un échantillon quasi-pur

Nous obtenons un échantillon parfaitement pur avec 100% des atomes dans le sous-état $|m_F = -1\rangle$ grâce à la méthode de tri présentée dans la section 2.3.2. Par ailleurs, on a montré qu'en modifiant légèrement le protocole expérimental (section 2.6.4) il est possible d'obtenir des proportions différentes pour les trois sous-états Zeeman dans le nuage. La configuration optimale pour produire le condensat de Bose Einstein correspond à un mélange contenant 90% d'atomes dans $|m_F = -1\rangle$ et 10% dans $|m_F = 0\rangle$. Cet échantillon quasi-pur constitue le premier mélange utilisé pour l'étude des résonances qui suit.

Production d'un mélange parfait

On a également montré qu'il y a dans le piège optique avant le tri environ $\frac{1}{3}$ de chacun des trois sous états de spin considérés (voir figure 2.7). Ainsi, si les atomes sont transférés directement dans le piège confinant sans passer par l'étape de tri, on dispose d'un nuage contenant en proportions égales tous les sous états Zeeman de l'état $|F = 1\rangle$. Ce second type de mélange, étudié dans la suite, est appelé mélange parfait.

3.1.2 Comparaison aux simulations numériques

Pour les études présentées dans ce chapitre, nous avons travaillé en collaboration avec Andrea Simoni qui nous a notamment fourni des courbes issues de simulations numériques. Elles nous permettent de pointer théoriquement les résonances de Feshbach du ^{39}K dans les cas qui nous intéressent.

Protocole expérimental

Après préparation du mélange que l'on souhaite étudier dans le piège croisé, on procède à l'évaporation à un champ magnétique B jusqu'à obtenir un nuage froid mais non condensé. Ce protocole expérimental est répété pour B variable.

Dans le cas du mélange parfait, le champ magnétique est varié entre 363 Gauss et 415 Gauss, puis entre 440 Gauss et 500 Gauss environ. Pour l'échantillon quasi-pur, le champ magnétique est varié entre 380 Gauss et 415 Gauss, entre 440 Gauss et 500 Gauss,

et enfin entre 540 Gauss et 580 Gauss. Ces plages d'étude ont été choisies en fonction de la position des résonances en onde s impliquant des collisions en onde s connues. Les résultats expérimentaux sont rassemblés sur les courbes présentées sur la figure 3.1. La calibration utilisée ici pour calculer le champ Feshbach produit en fonction du courant circulant dans les bobines est de $7,72 \pm 0,02$ Gauss. A^{-1} . Nous reviendrons dans la suite sur l'obtention de cette calibration.

Signature expérimentale et lien avec la section efficace de collision élastique

Expérimentalement, la position d'une résonance de Feshbach se traduit par une perte d'atomes. En effet, lorsque la longueur de diffusion a diverge pour $B \sim B_0$, la section efficace de collision passe par un maximum. Les pertes, qu'elles soient à deux ou à trois corps, augmentent, donnant lieu à une diminution du nombre d'atomes dans le nuage.

Les données expérimentales étudiées représentent donc, en gris sur la figure 3.1, le nombre d'atomes dans l'échantillon en fonction du champ magnétique homogène produit par les bobines. Les simulations numériques auxquelles les données sont comparées, en rouge sur la figure 3.1, représentent la section efficace de collision élastique σ_{el} . Il faudra donc mettre en correspondance les minima du nombre d'atomes avec des maxima de σ_{el} .

Comme précisé sur la figure 3.1, chacun des graphes théoriques correspond à un type de collision. Nous disposons des simulations numériques pour toutes les résonances en onde s faisant intervenir des collisions en onde s , ainsi que pour toutes les résonances en onde p faisant intervenir des collisions en onde p . Les graphes présentés sur la figure 3.1 sont ceux utiles à l'analyse des données expérimentales. Chacune des résonances de Feshbach observée expérimentalement doit correspondre à au moins un maximum de σ_{el} pour un type de collision faisant intervenir les états de spins présents dans le mélange considéré.

Observations et conséquences

Tout d'abord, en s'intéressant aux résonances en onde s , qui résultent de processus de collision entre deux états de spins identiques, on observe des résonances déjà vues expérimentalement [47]. Dans le cas du mélange parfait on observe les résonances en onde s pour l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ prévues à 471 Gauss et 490 Gauss. Pour l'échantillon quasi-pur, on observe la résonance en onde s pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ prévue à 560,7 Gauss. C'est au voisinage de cette résonance que l'évaporation est réalisée.

L'étude de mélanges de spin nous permet également d'observer des résonances en onde p , qui résultent de processus de collision en onde p entre deux états de spin différents. Dans le mélange parfait, les pertes observées vers 378 Gauss sont attribuées à la résonance en onde p entre les états $|F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = 0\rangle$ prévue à 379 Gauss. Le minimum d'atomes observé à 456,5 Gauss peut quant à lui être attribué à des pertes liées à deux résonances en onde p distinctes : l'une entre les états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$ prévue à 458 Gauss ; l'autre entre les états $|F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$ prévue à 455 Gauss. En ce qui concerne l'étude de l'échantillon quasi-pur, on observe des pertes à 458 Gauss qu'on attribue à la présence de la résonance en onde p entre les états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$ prévue à 458 Gauss. On devine également une baisse du nombre d'atomes vers 481 Gauss qui correspondrait à une autre résonance en onde p entre ces mêmes états, prévue à 481,7 Gauss.

Nous travaillons ici à température relativement élevée (de l'ordre de quelques dizaines de micro-kelvin), ainsi notre capacité à produire des mélanges de spin nous a permis de distinguer plusieurs résonances en onde p pour le ^{39}K , déjà prévues théoriquement mais

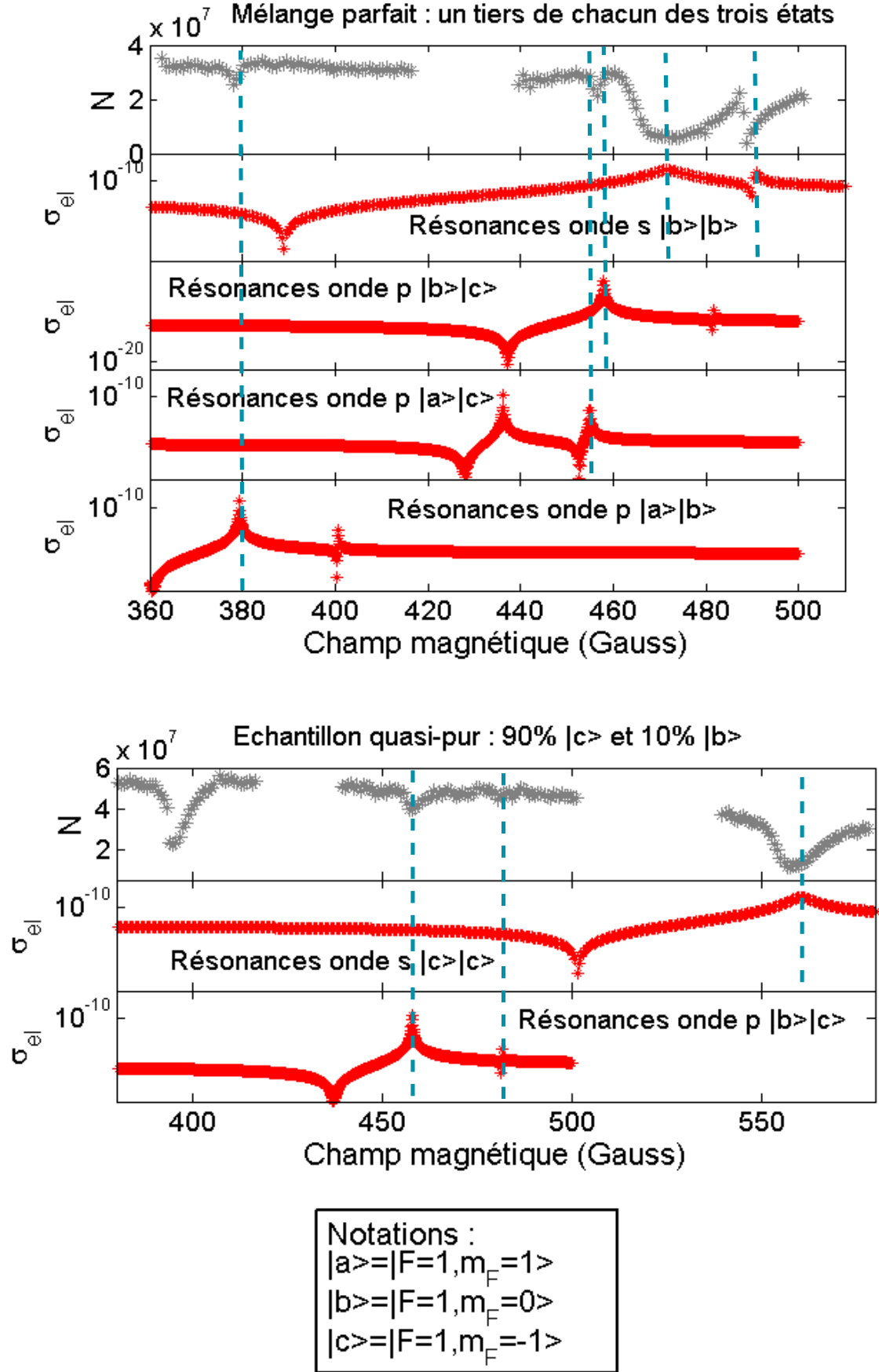


FIGURE 3.1 – Comparaison de données expérimentales montrant les pertes d’atomes en fonction du champ magnétique et de simulations théoriques donnant la section efficace de collision élastique pour les champs correspondants.

jamais observées expérimentalement jusqu'à présent. En effet, pour des raisons de symétrie de la fonction d'onde, les résonances en onde p ne peuvent avoir lieu qu'entre deux états de spin différents. Par ailleurs, la présence dans ce cas de la barrière centrifuge dans l'expression du potentiel d'interaction (voir section 2.1) entraîne la nécessité de travailler à relativement haute température. Les atomes doivent avoir assez d'énergie pour passer cette barrière (par effet tunnel par exemple) et entrer en résonance avec l'état lié dans le potentiel moléculaire.

Retour sur la calibration du champ

Afin de calibrer au mieux le champ magnétique dipolaire produit par les bobines, nous baserons sur la résonance de Feshbach fine en onde s pour les atomes dans l'état $|m_F = 0\rangle$ prévue théoriquement à 490 Gauss. Sur la figure 3.1 le maximum de pertes est obtenu pour un courant $I = 63,5$ A circulant dans les bobines. Expérimentalement, le courant est au mieux contrôlé à 0,1 A près. Nous déduisons de cette mesure la calibration du champ utilisée ($7,72 \pm 0,02$ Gauss.A⁻¹).

Il est important de connaître avec précision le champ magnétique Feshbach produit dans l'expérience. En effet, la précision sur la longueur de diffusion est directement liée à celle sur le champ magnétique. Connaître a aussi précisément que possible sera par exemple important lorsqu'il s'agira d'utiliser notre contrôle sur les interactions pour calibrer une autre grandeur physique dans l'expérience, comme le nombre d'atomes (voir section 4.2). Les études impliquant le contrôle des interactions seront effectuées autour de 500 Gauss (*i.e.* autour du zéro de la longueur de diffusion). Notre précision en champ magnétique est alors $\sim 1,3$ Gauss et on peut montrer que la longueur de diffusion est connue à $0,6 \times a_0$ près.

Résonance inconnue ?

Revenons sur le cas de l'échantillon quasi-pur : les données expérimentales présentées sur la figure 3.1 montrent une perte d'atomes importante (comparée aux autres résonances déjà discutées) vers 395 Gauss. Cette résonance ne correspond à aucune résonance en onde s ou en onde p prévue par les simulations numériques.

Par ailleurs, nous avons observé qu'elle est visible de la même façon dans un échantillon parfaitement pur ne contenant que des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Après vérification auprès d'Andrea Simoni, en charge des simulations numériques présentées dans cette section, nous pouvons dire que la résonance observée vers 395 Gauss est une résonance en onde d pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

Grâce à un protocole expérimental nous permettant de produire des mélanges de spins à des températures de plusieurs dizaines de microkelvins, nous avons observés des résonances en onde p ainsi qu'une résonance en onde d , uniquement prévues théoriquement jusqu'à présent. Par ailleurs, notre bonne connaissance du champ magnétique homogène produit par nos bobines ($7,72 \pm 0,02 \text{ Gauss.A}^{-1}$) nous permettra par la suite de déterminer avec précision la longueur de diffusion a dans le nuage. Enfin, si nous nous sommes servis ici de mélanges connus pour pointer les résonances de Feshbach, l'inverse peut aussi être envisagé : l'étude des résonances de Feshbach visibles expérimentalement peut permettre de caractériser la composition d'un mélange de spins.

3.2 Étude d'une résonance en onde d

La résonance en onde d observée expérimentalement vers 395 Gauss pour des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ est la première résonance de ce type observée pour le ^{39}K . Les prises de données ont révélées une dépendance asymétrique des pertes en fonction du champ magnétique ainsi qu'une dépendance de la largeur des pertes avec la température. Ces observations, détaillées plus loin dans cette section, nous ont incité à caractériser plus précisément cette nouvelle résonance.

Les étapes d'analyse détaillées ici suivent le cheminement utilisé pour l'étude d'une résonance dans le chrome [49] en raison des similitudes dans les comportements observés. Cependant, les résultats et interprétations obtenus dans notre cas ne sont pas à comparer avec ceux obtenus pour le ^{52}Cr . En effet, il s'agit de deux types de résonance différents puisque la résonance étudiée dans le chrome est une résonance en onde s , mettant en jeu des processus de collisions en onde d .

Dans cette section, on détaillera le protocole expérimental mis en place pour l'étude de la résonance observée à 395 Gauss, puis on étudiera le type de pertes mis en jeu ainsi que l'évolution, avec la température du nuage, de la dépendance en champ magnétique du taux de pertes mesuré. Ces études nous permettront de comprendre la forme des pertes observées et de déterminer les processus de collisions mis en jeu dans notre cas.

3.2.1 Protocole expérimental

On prépare l'échantillon dans le piège croisé de la même façon que pour créer le condensat optimisé (voir section 2.6.4). On est dans le cas de l'échantillon quasi-pur pour lequel la résonance en onde d étudiée ici a été observée. On procède alors au début de l'évaporation au voisinage de la résonance en onde s habituelle (champ utilisé pour l'évaporation : 550,6 Gauss). Le processus évaporatif est stoppé au bout d'un certain temps, dépendant de la température que l'on souhaite obtenir pour le gaz. On change ensuite le champ magnétique afin de se rapprocher de la zone où se trouve la résonance étudiée. En effet, on ne peut pas changer le champ rapidement et de façon précise si le changement est trop important. On se place ainsi à 408 Gauss, d'où l'on pourra scanner le champ magnétique précisément entre 408 Gauss et 392 Gauss.

On peut ainsi, pour plusieurs températures du nuage atomique, étudier la résonance en onde d observée vers 395 Gauss. La figure 3.3 montre la forme de ces pertes. On peut déjà mentionner à ce stade que les pertes ont une forme asymétrique dont la largeur augmente avec la température du nuage. Les différentes températures mentionnées sont obtenues pour des échantillons dans différents piège croisés. Pour les expériences présentées dans la suite, les échantillons étudiés sont, pour chaque température, toujours obtenus de la même façon dans un piège croisé donné. Nous avons donc résumé dans le tableau 3.2 les caractéristiques des 5 types d'échantillons utilisés pour les analyses détaillées dans la suite. Le code couleur utilisé sera toujours le même et est également indiqué dans le tableau récapitulatif.

3.2.2 Pertes à trois corps

Pour commencer, on souhaite caractériser le type de pertes en jeu. Pour ce faire, on étudie la décroissance du nombre d'atomes à la résonance. Pour les champs magnétiques où les pertes sont maximum, on observe typiquement l'évolution présentée sur la figure

T (μK)	n ($\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)	f_{\perp} (Hz)	f_{\parallel} (Hz)	Couleur utilisée
10	5,48	2515	162	Orange
22	3,18	3130	140	Vert
70	1,67	5300	130	Bleu clair
140	1,06	7500	138	Bleu foncé
180	1,01	8660	154	Rouge

FIGURE 3.2 – Tableau récapitulatif des paramètres physiques des différents échantillons étudiés, donnant la température T et la densité maximale n de chaque nuage ainsi que les fréquences radiale f_{\perp} et longitudinale f_{\parallel} du piège croisé dans lequel ils sont produits. Pour finir, les couleurs utilisées sur les différentes figures pour représenter les données prises pour chaque type d'échantillon sont listées.

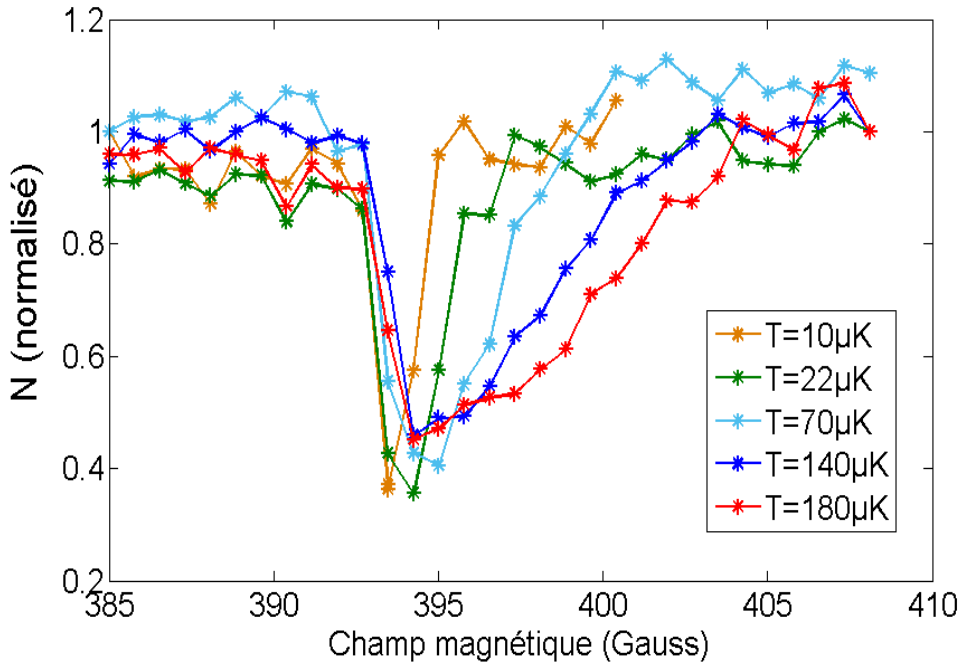


FIGURE 3.3 – Forme des pertes : on représente le nombre d'atomes (normalisé à la valeur obtenue pour le premier point du scan du champ magnétique) en fonction du champ magnétique. Les différentes courbes correspondent à différentes températures du nuage (voir tableau 3.2). La température donnée pour chaque courbe correspond à celle mesurée en dehors du maximum de pertes. Elle augmente d'environ 20% à l'endroit du maximum de pertes. Le maximum de pertes semble se situer entre 394 et 395 Gauss.

3.4, qui semble mieux ajustée par un modèle de pertes à trois corps que par un modèle de pertes à deux corps. Confirmons cette impression par une étude plus précise de la décroissance.

En toute généralité, il faudrait prendre en compte tous les types de pertes : pertes à un corps, caractérisées par un coefficient de pertes Γ_1 , pertes à deux corps avec un taux de pertes K_2 et enfin pertes à trois corps caractérisées par K_3 . Afin de simplifier le raisonnement, nous supposons n'avoir à prendre en compte ici que des pertes à deux ou trois corps, en plus des pertes à un corps caractéristiques du vide dans la chambre de science. Nous faisons également l'hypothèse à ce stade que le type de pertes dominant reste

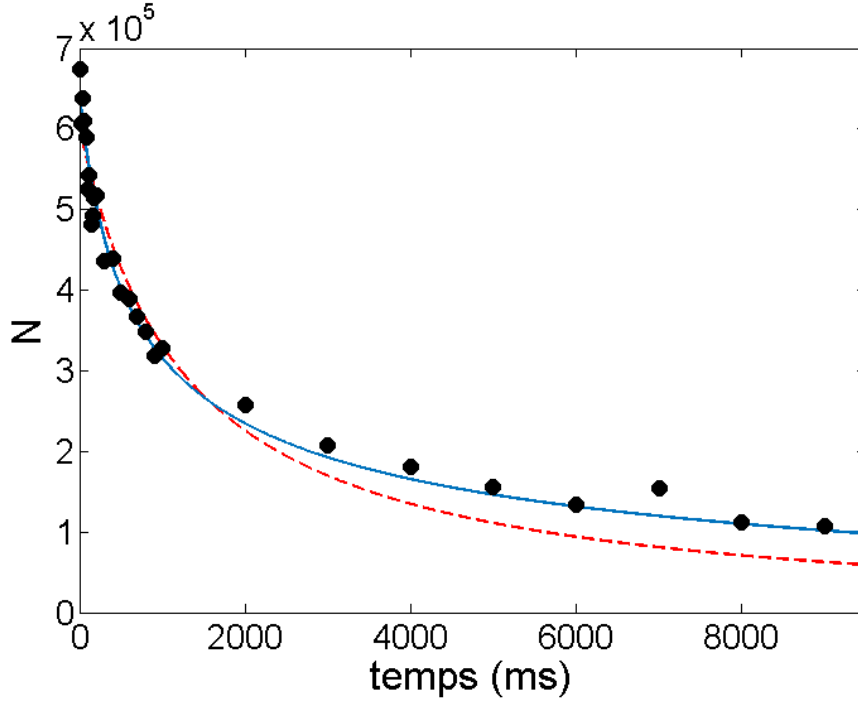


FIGURE 3.4 – Décroissance du nombre d'atomes à la résonance (394 Gauss ici) pour un nuage à $140 \mu\text{K}$. Les données expérimentales sont les points noirs. La courbe bleue correspond à un ajustement par la fonction 3.8. La courbe en pointillés rouge correspond à un ajustement par une fonction de pertes à deux corps.

le même quelques soient le champ magnétique et la température utilisés. Ces hypothèses seront discutées à posteriori.

Taux de pertes à un corps Γ_1

Afin de mesurer le taux de pertes à 1 corps dans notre expérience, on prépare un échantillon pur (ne contenant que des atomes dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$) dans le piège croisé à une température d'environ $140 \mu\text{K}$. On se place ensuite à 425 Gauss, ce qui correspond à un champ magnétique loin de toute résonance pour l'état de spin considéré. On étudie le système ainsi produit pour des temps de vie longs afin de pouvoir considérer le nuage comme dilué et ainsi de n'avoir à prendre en compte que des pertes à un corps.

La figure 3.5 montre la décroissance du nombre d'atomes dans le nuage au cours du temps. Son allure exponentiellement décroissante confirme que seules les pertes à un corps sont à prendre en compte.

On ajuste les données expérimentales de la figure 3.5 par la fonction $N(t) = N_0 e^{-\Gamma_1 t}$ où Γ_1 est le taux de pertes à 1 corps. On extrait $\Gamma_1 = 0,023 \text{ s}^{-1}$, valeur que nous utiliserons dans la suite.

Détermination de l'ordre des pertes

Connaissant le taux de pertes à un corps Γ_1 dans notre expérience, on peut utiliser le modèle suivant :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma_1 n - K_p n^p \quad (3.1)$$

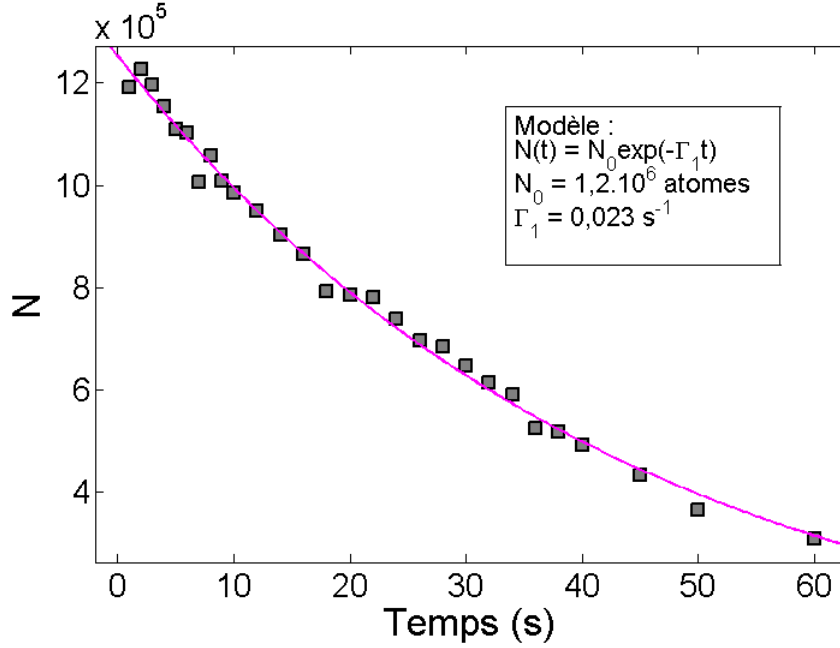


FIGURE 3.5 – Décroissance du nombre d’atomes au cours du temps dans un gaz sans interaction. La courbe rose correspond à l’ajustement par une fonction de décroissance exponentielle faisant intervenir le taux de pertes à un corps Γ_1 . On extrait finalement $\Gamma_1 = 0,023 \text{ s}^{-1}$.

où n est la densité, p l’ordre des pertes qui dominent et K_p le taux de pertes correspondant. Afin d’analyser nos données, il est plus pratique d’étudier les pertes en fonction de la variable nombre d’atomes N .

Supposons une distribution thermique gaussienne, la densité s’écrit alors :

$$n(r) = \frac{n_0}{\pi^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (3.2)$$

où $\sigma_{x,y,z}$ sont les tailles RMS dans les trois directions de l’espace et où la densité au centre n_0 s’écrit :

$$n_0 = \frac{N}{2^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (3.3)$$

avec N le nombre d’atomes.

En intégrant dans l’espace l’équation 3.2 on obtient :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} + \Gamma_1 = -\beta_p N^{p-1} \quad (3.4)$$

avec :

$$\beta_p = \frac{K_p}{p^{\frac{3}{2}} \left[(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z \right]^{p-1}} \quad (3.5)$$

où il a été supposé que K_p ne dépend pas de la densité n . On définit alors :

$$\xi = \log \left(-\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} - \Gamma_1 \right) = \log(\beta_p) + (p-1) \log(N) \quad (3.6)$$

Si on trace ξ en fonction de $\log(N)$ pour les décroissances expérimentales obtenues, on doit obtenir une droite dont la pente correspond à l’ordre des pertes p diminué de 1. C’est

ce qui est représenté sur la figure 3.6. Les pertes en jeu sont bien des pertes à trois corps. Précisons que si nous avons dû prendre en compte en plus des pertes à deux corps, la pente trouvée aurait été intermédiaire entre $p = 2$ et $p = 3$. L'approximation consistant à ne considérer qu'un seul type de pertes en plus des pertes à un corps semble donc valable à posteriori pour le champ considéré ici (394 Gauss).

Notons que $\frac{dN}{dt}$ est pris égal à la pente de la tangente à la courbe expérimentale en chaque point. L'utilisation de cette méthode peu précise explique la dispersion des points expérimentaux présentés sur la figure 3.6.

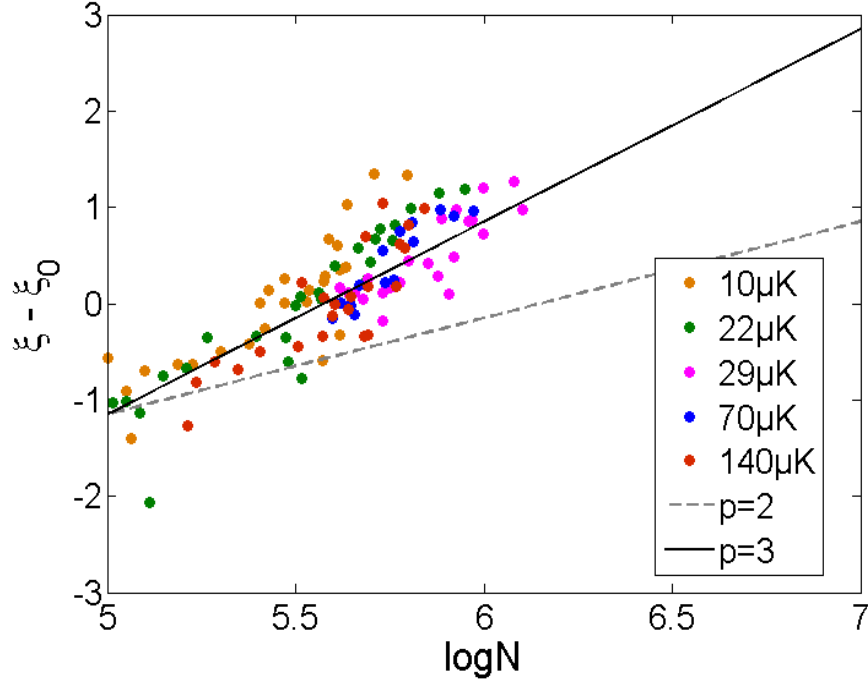


FIGURE 3.6 – Tracé de ξ défini par l'équation 3.6 en fonction de $\text{Log}(N)$. La pente de la droite obtenue correspond à l'ordre p des pertes diminué de 1. On a décalé chaque courbe d'une certaine $\xi_0(T)$ afin de les superposer entre elles et ainsi mieux voir l'allure générale. On observe une pente de 2, soit des pertes à trois corps ($p = 3$). Ce type d'observations reprend ce qui a été fait dans [49].

Extraction du taux de pertes à trois corps

Afin d'extraire le taux de pertes à trois corps K_3 des données expérimentales, on résout l'équation différentielle suivante :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} + \Gamma_1 = -\beta_3 N^2 \quad (3.7)$$

en prenant N_0 le nombre d'atomes initial. On peut ajuster les courbes de décroissance obtenues expérimentalement par la fonction :

$$N(t) = \left[\frac{\Gamma_1}{-\beta_3 + \left(\beta_3 + \frac{\Gamma_1}{N_0^2} \right) \exp(2\Gamma_1 t)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

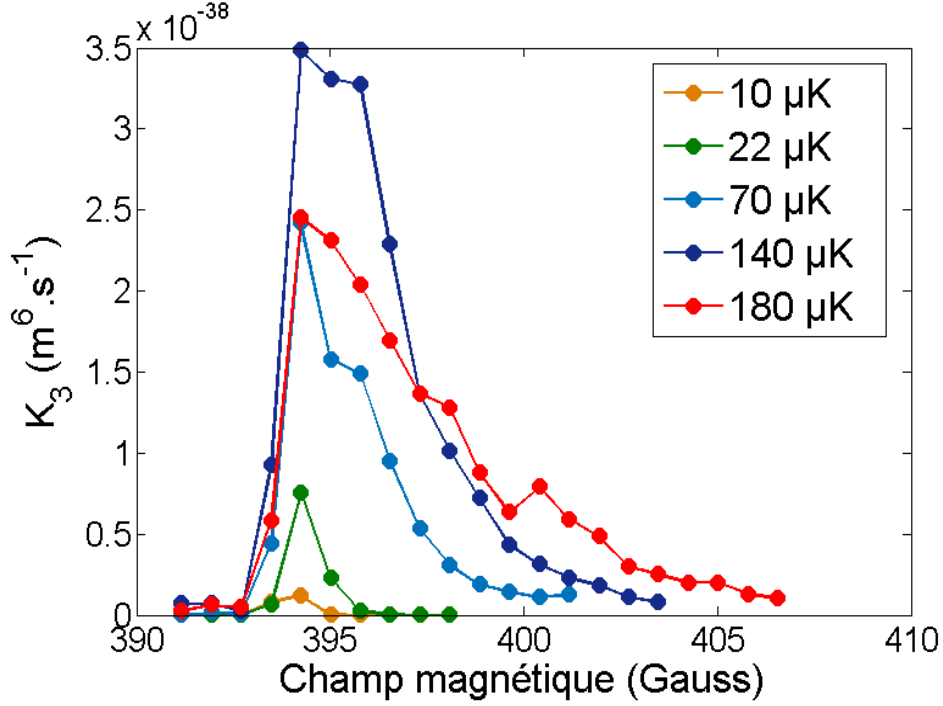


FIGURE 3.7 – Taux de perte à trois corps K_3 en fonction du champ magnétique pour plusieurs températures de l'échantillon. Le code couleur utilisé est celui détaillé dans le tableau 3.2.

et ainsi extraire pour chacune le coefficient β_3 . Ce dernier est relié au taux de pertes à trois corps par la relation :

$$K_3 = 3^{\frac{3}{2}} \beta_3 \left(\frac{k_B T}{2\pi m} \right)^3 \frac{1}{\bar{f}^6} \quad (3.9)$$

avec $\bar{f} = \sqrt[3]{f_{\perp}^2 f_{\parallel}}$ la fréquence moyenne du piège optique utilisé. La fréquence radiale est toujours donnée par le FORT 2. La fréquence longitudinale quant à elle est donnée par la somme pondérée des deux pièges en fonction de leurs puissances respectives. Partant du principe que les deux pièges sont bien connus, on peut déterminer la fréquence longitudinale ressentie par les atomes dans un piège croisé donné. La figure 3.7 montre le taux de pertes à trois corps en fonction du champ magnétique, pour différentes températures du nuage.

Évolution de $K_3(B, T)$

La plupart des résonances de Feshbach utilisées expérimentalement sont des résonances larges en onde s faisant intervenir des collisions en onde s . Dans ce cas, le taux de pertes doit diminuer quand la température du nuage augmente et sa largeur en champ magnétique, donnée par la largeur de la résonance, est constante. Ce n'est pas ce qu'on observe sur la figure 3.7. Afin de mieux comprendre les processus en jeu dans le cas de la résonance étudiée ici, nous nous attarderons dans la suite sur l'étude des caractéristiques du taux de pertes à trois corps : l'évolution asymétrique de K_3 , la dépendance de la largeur de la courbe avec la température et enfin la dépendance de $K_{3,max}$ avec T .

3.2.3 Modèle général : un processus en deux étapes

Afin d'interpréter les données expérimentales obtenues, nous utiliserons le modèle développé dans [50] et déjà utilisé dans [51, 49] pour expliquer les pertes observées au voisinage d'une résonance de Feshbach respectivement dans le ^{87}Rb et le ^{52}Cr . Ce modèle fait intervenir deux étapes distinctes dans le processus de collision entre trois atomes du gaz.

Dans la première, deux atomes entrent en collision et sont couplés à un état lié du potentiel moléculaire au voisinage d'une résonance de Feshbach :



Cette étape est caractérisée par la largeur de résonance, notée Γ_m , dont la dépendance en fonction de l'énergie de collision ϵ est donnée dans le régime de Wigner par :

$$\hbar\Gamma_m(\epsilon) = \hbar A_l \epsilon^{(2l+1)/2} \quad (3.11)$$

où l traduit le moment cinétique des atomes entrant en collision.

La deuxième étape du processus correspond à la collision exoénergétique d'un troisième atome avec la molécule précédemment formée. Cette dernière se retrouve alors dans un niveau d'énergie rovibrationnel plus bas ; elle constitue un état plus fortement lié.



Ce processus de désactivation de la molécule est caractérisé par le taux de désactivation Γ_d qui correspond au taux de collision dans le gaz entre une molécule formée par 3.10 et un atome. Il est donc proportionnel à la densité du gaz ainsi qu'à la vitesse des particules. Dans la suite, la largeur en énergie caractérisant ce second processus pourra donc être écrite :

$$\hbar\Gamma_d(n, T) = \hbar C n \sqrt{k_B T} \quad (3.13)$$

La somme de ces deux processus conduit à la perte de trois atomes du gaz. Cependant, l'évolution de la densité du gaz peut faire apparaître des pertes à 2 ou 3 corps en fonction des temps caractéristiques des deux processus mis en jeu. Dans le cas où $\Gamma_m \ll \Gamma_d$, le processus limitant est la formation de la molécule lors de la première étape. Une fois celle-ci formée, la désactivation est en quelque sorte automatique. L'évolution de $n(t)$ est alors caractéristique de pertes à deux corps [49]. A l'inverse, lorsque $\Gamma_m \gg \Gamma_d$, il faut attendre la venue du troisième atome pour observer des pertes. Dans ce cas des pertes à trois corps sont observées [51].

Expression générale de $K_3(n, T, \epsilon_0)$

Pour décrire les pertes à trois corps dans le cadre du modèle considéré, on utilise l'expression de la section efficace de collision de Breit-Wigner [52] :

$$\sigma(k) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\hbar^2 \Gamma_m(\epsilon) \Gamma_d(n, T)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{\hbar^2}{4} (\Gamma_m(\epsilon) + \Gamma_d(n, T))^2} = \frac{\pi}{k^2} |S(\epsilon, n, T)|^2 \quad (3.14)$$

où k est le vecteur d'onde lié à l'énergie de collision par la relation $\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ avec μ la masse réduite du système formé par deux atomes, et où ϵ_0 traduit l'écart en énergie à la résonance en fonction du champ magnétique homogène B appliqué aux atomes. Dans

notre cas $\epsilon_0 \simeq 0, 8\mu_B(B - B_0)$ où μ_B est le magnéton de Bohr et B_0 le champ correspondant à la résonance de Feshbach étudiée. Le coefficient multiplicatif égal à 0,8 est obtenu grâce aux simulations numériques d'A. Simoni. Précisons que la limite unitaire est prise en compte dans l'expression 3.14 de la section efficace de collision via le facteur $\frac{\pi}{k^2}$.

Afin de déterminer une expression générale pour le coefficient de pertes à trois corps, considérons l'équation suivante :

$$\frac{dn}{dt} = -3(n\sigma(k)v)n = -K_3(k)n^3 \quad (3.15)$$

où v est reliée à l'énergie de collision par $v = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\mu}}$. L'expérience nous permet de mesurer la valeur moyenne sur la distribution thermique $K_3(T)$. Ainsi, à partir de 3.15 on écrit :

$$K_3(T, n, \epsilon_0) = \int d\epsilon \left(\frac{3\sigma(\epsilon)}{n} \sqrt{\frac{2\epsilon}{\mu}} \right) f(\epsilon) \quad (3.16)$$

où on suppose une distribution de Maxwell pour les énergies de collision dans un gaz à la température T :

$$f(\epsilon) = \left(\frac{1}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} 4\pi\sqrt{2\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right) \quad (3.17)$$

On obtient finalement :

$$K_3(T, n, \epsilon_0) = \frac{3}{2\pi n \hbar} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{\mu k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int d\epsilon |S(\epsilon, n, T)|^2 \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right) \quad (3.18)$$

L'intégrale de l'équation précédente, notée $I(T, n, \epsilon_0)$ peut se réécrire de la façon suivante :

$$I(T, n, \epsilon_0) = 2\pi \hbar \int d\epsilon \frac{\Gamma_m(\epsilon)\Gamma_d(n, T)}{\Gamma_m(\epsilon) + \Gamma_d(n, T)} \frac{\kappa/\pi}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \kappa^2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right) \quad (3.19)$$

où $\kappa = \frac{\hbar}{2}(\Gamma_m(\epsilon) + \Gamma_d(n, T))$. Dans le cas où la largeur de l'exponentielle, donnée ici par $k_B T$, est grande devant la largeur de la Lorentzienne, donnée par κ , cette dernière peut être approximée par une distribution de Dirac $\delta(\epsilon - \epsilon_0)$. Dans notre cas, la résonance étudiée est une résonance fine. Ceci se traduit par $\hbar(\Gamma_m + \Gamma_d) \ll k_B T$. L'approximation est donc valable et le coefficient K_3 s'écrit finalement :

$$K_3(T, n, \epsilon_0) = \frac{3}{k_B T} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{A_l C \epsilon_0^{(2l+1)/2}}{A_l \epsilon_0^{(2l+1)/2} + C n \sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{\epsilon_0}{k_B T}\right) \quad (3.20)$$

Dans le cas où $\Gamma_m \gg \Gamma_d$ le coefficient K_3 donné par la formule précédente ne dépend plus de la densité n . Il traduit alors effectivement des pertes à trois corps. En revanche, dans le cas inverse, ce coefficient dépend de la densité de telle sorte qu'on peut faire apparaître un coefficient $K_{2,eff}$, indépendant de n : $K_3(T, n, \epsilon_0) = \frac{K_{2,eff}(T, \epsilon_0)}{n}$. Finalement l'équation 3.15 se réécrit $\frac{dn}{dt} = -K_{2,eff}n^2$, caractéristique de pertes à deux corps.

Nous verrons dans la suite qu'en changeant le champ magnétique autour de la résonance à 394 Gauss nous passerons d'un régime à l'autre. Il sera donc nécessaire pour comprendre les données présentées sur la figure 3.7 de prendre en compte à la fois Γ_m et Γ_d .

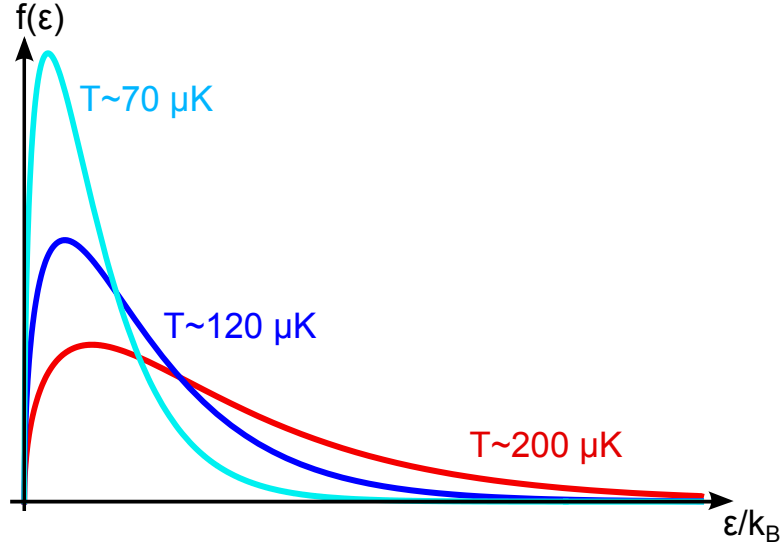


FIGURE 3.8 – Distribution de Maxwell des énergies de collision dans un gaz à la température T , pour différentes valeurs de T . La largeur de chaque distribution est donnée par $k_B T$.

3.2.4 Résonance fine : conséquences

La largeur en champ magnétique des pertes (figure 3.3) ainsi que celle du taux de pertes K_3 (figure 3.7) augmente avec la température T du nuage. Par ailleurs, ces courbes ont toutes une forme asymétrique. Ces deux points peuvent être compris aisément, de façon qualitative, en s'intéressant au fait que la résonance considérée est fine. En effet, le couplage avec l'état lié du potentiel moléculaire n'est fort que pour une petite gamme d'énergies de collision de l'ordre de quelques dizaines de nK de large, d'après les simulations théoriques d'Andrea Simoni. Cette finesse de la résonance est représentée par la fonction en orange sur la figure 3.9.

La distribution des énergies de collision est donnée par l'équation 3.17 et est représentée pour différentes températures du gaz sur la figure 3.8. Sa largeur, donnée par $k_B T$, est donc grande pour nos échantillons devant la largeur de la résonance.

Ainsi, sur la figure 3.9, on comprend que lorsque le champ magnétique est varié au voisinage de la résonance de Feshbach, le couplage décrit la distribution des énergies de collision. Les pertes résultantes, ainsi que le coefficient les caractérisant, suivent donc la même dépendance que cette distribution avec la température du gaz.

3.2.5 Quels processus de collision en jeu ?

Si la forme des pertes ainsi que l'évolution en fonction de la température de la largeur de la courbe donnant K_3 peuvent être expliquées grâce à la distribution des énergies de collision, il faut s'intéresser aux processus de collision en jeu pour comprendre l'évolution du maximum de K_3 en fonction de T .

Modèle théorique

Habituellement, seules les collisions en onde s sont prises en compte à basse température. Dans le cas considéré les collisions d'ordre directement supérieur à prendre en compte seraient des collisions en onde d . Le modèle simple présenté dans 2.1 permet d'estimer

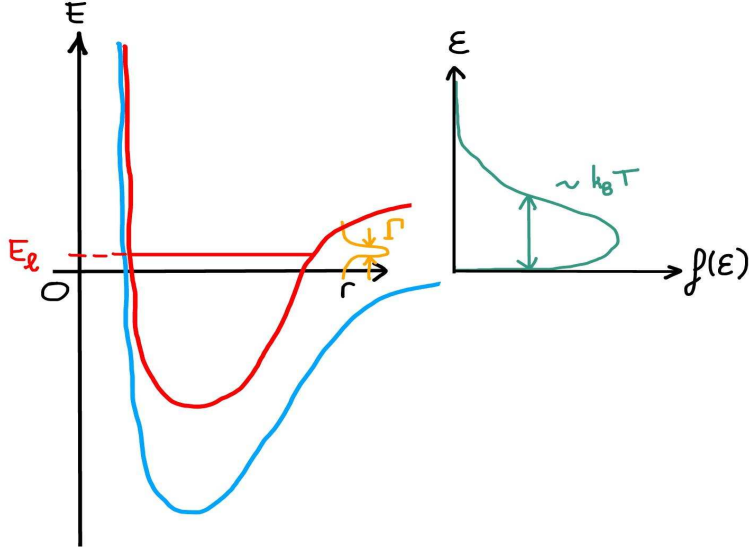


FIGURE 3.9 – Explication qualitative de l'évolution, en fonction de la température, de la largeur de $K_3(T, n, \epsilon_0)$. La courbe fine orange représente la plage d'énergies de collision pour lesquelles les atomes entrant sont efficacement couplés à l'état lié moléculaire. Lorsque le champ magnétique change, la distribution des énergies de collision $f(\epsilon)$, dont la largeur est donnée par la température du gaz, est décrite.

l'énergie minimum de collision $E_{min,d} \sim k_B \times 1,7 \text{ mK}$ que les atomes doivent avoir pour collisionner dans l'onde d . Il semble donc raisonnable, en première approximation, de ne considérer que les processus de collision en onde s . Dans ce cas, la formule 3.20 devient :

$$K_{3,s}(T, n, \epsilon_0) = \frac{3}{k_B T} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{A_0 C \sqrt{\epsilon_0}}{A_0 \sqrt{\epsilon_0} + C n \sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{\epsilon_0}{k_B T}\right) \quad (3.21)$$

mais ne permet pas d'expliquer nos résultats expérimentaux. En effet, dans ce cas le maximum de pertes augmente lorsque la température diminue.

En allant au delà du modèle simple permettant d'estimer l'amplitude de la barrière centrifuge dans le potentiel d'interaction, l'amplitude de probabilité pour les atomes de collisionner en onde d est faible mais non nulle (en prenant en compte l'effet tunnel à travers la barrière par exemple). Pour un processus impliquant des collisions en onde d , le coefficient $K_{3,d}$ s'écrit :

$$K_{3,d}(T, n, \epsilon_0) = \frac{3}{k_B T} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{A_2 C \epsilon_0^{5/2}}{A_2 \epsilon_0^{5/2} + C n \sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{\epsilon_0}{k_B T}\right) \quad (3.22)$$

Nous avons cherché à reproduire les allures observées expérimentalement en faisant varier les coefficients A_2 et C . Le meilleur résultat ainsi obtenu est présenté sur la figure 3.10, où $A_2 \sim 6.10^{69} \text{ s}^{-1} \cdot \text{J}^{-\frac{5}{2}}$ et $C \sim 0,025 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{J}^{-\frac{1}{2}}$.

On peut également observer l'évolution du rapport Γ_m/Γ_d en fonction du champ magnétique pour les différents nuages étudiés (figure 3.11). On observe alors qu'effectivement, pour que le modèle théorique impliquant des collisions en onde d s'approche

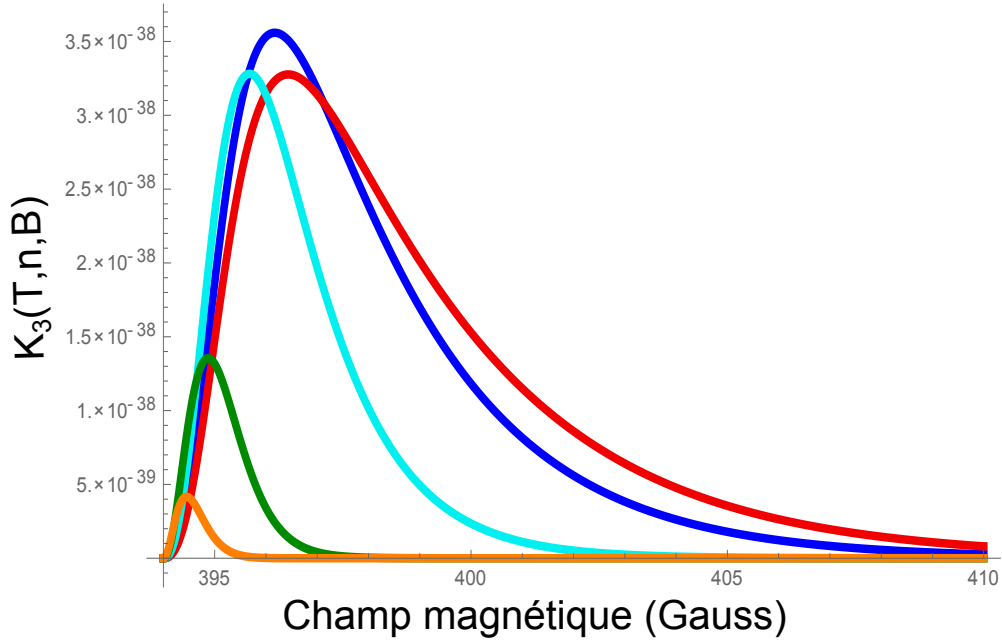


FIGURE 3.10 – Courbes donnant l'évolution théorique du $K_3(T, n, B)$ en fonction du champs magnétique, obtenues à partir du modèle 3.22. Les couleurs correspondent à celles détaillées dans le tableau 3.2. Les valeurs de densité et de température utilisées sont celles obtenues expérimentalement pour chaque échantillon (voir également 3.2). Les paramètres inconnus A_2 et C ont été ajustés pour s'approcher au mieux des courbes expérimentales de la figure 3.7.

au mieux des données expérimentales, on ne peut négliger ni Γ_m ni Γ_d . Ainsi, Γ_d semble dominer très proche de résonance, puis Γ_m devient du même ordre de grandeur autour du maximum du coefficient de pertes pour finalement devenir le terme dominant à plus haut champ magnétique.

Écart entre modèle théorique et résultats expérimentaux

Le modèle théorique présenté ici semble expliquer qualitativement l'évolution des données expérimentales. Il y a cependant deux différences notables entre théorie et expérience. Tout d'abord, les maxima atteints sont globalement un peu plus élevés pour le modèle théorique que dans l'expérience. Aux faibles températures, ceci est probablement en partie expliqué par notre faible résolution en champ de l'ordre du Gauss. En effet, la largeur des pertes est d'autant plus faible que la température est faible. Lorsque cette largeur devient de l'ordre de notre résolution en champ, il n'est pas certain que l'on puisse mesurer le vrai maximum de K_3 .

Par ailleurs, le modèle théorique montre un décalage en champ de ce maximum plus important que celui observé dans l'expérience. Notons de plus que nous n'avons pas ajusté rigoureusement le modèle aux données mais que nous avons déterminé A_2 et C de façon empirique. A ce stade, nous supposons qu'il est nécessaire d'affiner la mesure du K_3 . En effet, lors de l'extraction de ce coefficient à partir des données expérimentales, nous avons supposé qu'il ne dépendait pas de la densité du nuage (voir 3.2.2). Or d'après le modèle théorique cette supposition n'est qu'une approximation, en particulier au voisinage du maximum du coefficient de pertes. Ainsi, pour obtenir un meilleur accord entre modèle et expérience, il faudrait dès l'analyse des données prendre en compte la dépendance de

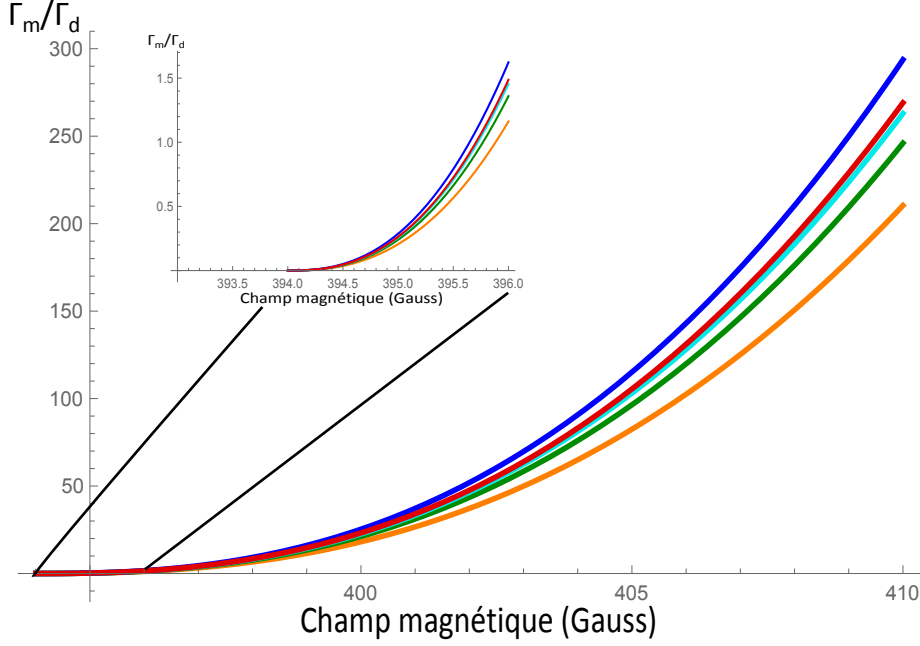


FIGURE 3.11 – Evolution du ratio $\frac{\Gamma_m}{\Gamma_d}$ en fonction du champ magnétique pour les divers échantillons étudiés (les densités et températures pour chaque échantillon sont listées dans 3.2). Les constantes A_2 et B utilisées sont celles déterminées empiriquement pour que le modèle impliquant des collisions en onde d s'approche au mieux des données expérimentales obtenues. A nouveau, les couleurs utilisées sont celles choisies dans 3.2.

K_3 avec n . Ceci implique d'intégrer de façon numérique l'équation :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma_1 n - K_{3,d}(T, n, \epsilon_0) n^3 \quad (3.23)$$

sur le volume en prenant la densité donnée par 3.2. Nous espérons ainsi obtenir un meilleur accord entre théorie et expérience.

3.2.6 Quid d'un modèle en une étape avec collision directe à 3 corps ?

Il semble également légitime de se demander si les pertes observées ne peuvent pas être expliquées par un modèle n'impliquant qu'une seule étape de collision, directement à trois corps. D'après la littérature [53], pour des collisions en onde d , le coefficient de pertes à trois corps s'écrit alors :

$$K_3(\epsilon) \propto \epsilon^2 \quad (3.24)$$

en fonction de l'énergie de collision à trois corps ϵ . Dans ce cas, le raisonnement utilisé précédemment pour exprimer le K_3 moyen sur la distribution thermique ne peut être appliqué aussi simplement. Il est nécessaire, comme cela a été fait dans le cas d'un gaz de Bose à la limite unitaire [54], d'effectuer une intégration plus complexe sur les énergies de collisions. D'autres arguments plus simples sont cependant à notre disposition pour discuter de l'application dans notre cas d'un modèle de collision directement à 3 corps.

Il a été établi à la fois théoriquement et expérimentalement [55, 56] qu'à la limite unitaire le coefficient de pertes à 3 corps s'écrit :

$$K_{3,\text{uni}} \simeq 36\sqrt{3}\pi^2 \frac{\hbar^5}{m^3(k_B T)^2} (1 - e^{-4\eta}) \quad (3.25)$$

où η est un paramètre sans dimension caractérisant la probabilité de formation d'une molécule. Nous prendrons dans la suite de la discussion le cas extrémal $\eta \rightarrow \infty$ qui maximise la valeur du $K_{3,\text{uni}}$. En calculant ce coefficient dans notre cas pour $T = 140 \mu\text{K}$ on obtient $K_{3,\text{uni}} \sim 7,9.10^{-39} \text{ m}^6.\text{s}^{-1}$, ce qui est inférieur aux valeurs maximales observées expérimentalement. Même si dans le cas de collisions en onde d la limite unitaire est légèrement plus élevée, il est alors raisonnable de supposer que dans le cas de collisions à 3 corps directes, nous travaillons à la limite unitaire. Ceci fait apparaître deux arguments permettant de justifier que les pertes que nous observons ne rentrent pas dans ce cadre. Tout d'abord, si nous travaillions à la limite unitaire, la formule 3.25 imposerait que le maximum de pertes diminue lorsque T^2 augmente. Ce n'est pas ce que nous observons sur la figure 3.7. Par ailleurs, nous voyons une claire dépendance de la largeur des pertes en fonction de la température du gaz, ce qui nous placerait plutôt en-dessous de la limite unitaire. Il y a donc là aussi incompatibilité.

Ainsi, un modèle en une seule étape à trois corps ne semble donc pas convenir pour expliquer nos résultats.

La résonance en onde d observée dans notre expérience présente des caractéristiques particulières. En raison de sa finesse de l'ordre de 1 mG, la largeur des pertes dépend directement de la température. Lorsque le champ magnétique est balayé au voisinage de la résonance c'est la distribution des énergies de collision qui est décrite.

Par ailleurs, afin d'expliquer l'évolution du maximum du taux de pertes en fonction de la température, il est nécessaire de prendre en compte des processus de collision en onde d (et pas seulement en onde s) et ce dans le cadre d'un modèle en deux étapes de collision à deux corps (un modèle en une seule étape impliquant directement trois corps ne s'applique pas). Si le modèle présenté dans cette section reproduit bien les données expérimentales, on s'aperçoit cependant que le coefficient de pertes K_3 étudié peut dépendre de la densité du gaz dans la plage de champ magnétique considérée. Nous souhaitons affiner nos analyses afin de prendre en compte cet aspect et ainsi améliorer la concordance entre théorie et résultats expérimentaux.

Chapitre 4

Gaz quantique à interactions contrôlables

Le contrôle des interactions dans les gaz d'atomes ultra-froids est accessible via l'utilisation de résonances de Feshbach. Le condensat tout optique de ^{39}K créé dans notre expérience nous permet donc de disposer d'un gaz quantique à interactions variables dont nous allons étudier le comportement.

L'évaporation, pour être efficace, est effectuée au voisinage de la résonance de Feshbach pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ située à 560,7 Gauss. Cette résonance large nous permet de contrôler la longueur de diffusion de façon relativement précise sur une grande plage de valeurs : si l'évaporation est faite avec $\sim 130 a_0$, on voit sur la figure 4.1 que a est positive jusqu'à environ 500 Gauss où elle passe par la valeur nulle avant de devenir négative. On peut expérimentalement passer d'interactions répulsives ($a > 0$) à des interactions attractives ($a < 0$) dans le gaz.

Dans ce chapitre nous nous intéresserons à différents problèmes physique en faisant varier a au voisinage de la résonance de Feshbach en question. Dans le cas des interactions répulsives, il est intéressant d'étudier l'expansion du condensat de Bose-Einstein dans le crossover dimensionnel 1D-3D. Cette étude nous permet notamment de calibrer le nombre d'atomes dans l'expérience. Enfin, dans le cas $a < 0$, des solitons brillants peuvent être formés dans un piège unidimensionnel.

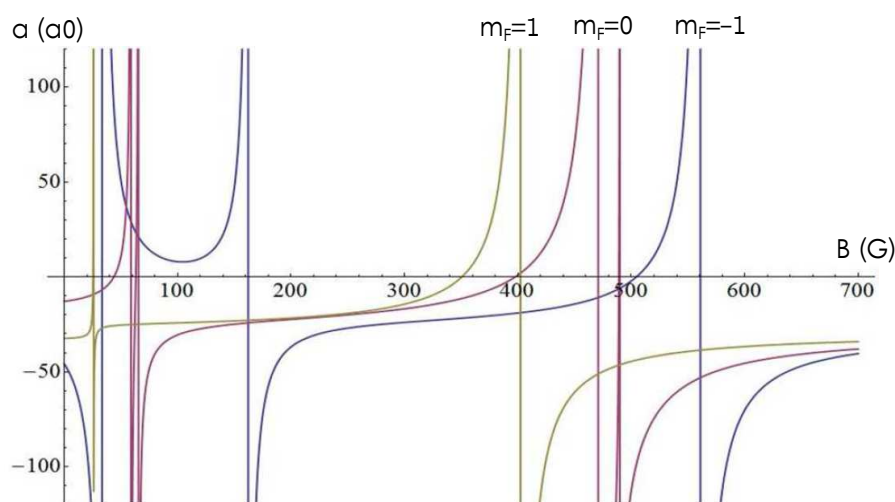


FIGURE 4.1 – Résonances en onde s pour l'état fondamental $|F = 1\rangle$ du ^{39}K .

4.1 Approche de Gross-Pitaevskii

Dans cette section, nous poserons les bases théoriques permettant de comprendre la physique présentée dans les deux sections suivantes. En effet, dans le cadre de l'approche de Gross-Pitaevskii, nous verrons qu'en se limitant au cas unidimensionnel, l'écriture de la fonctionnelle d'énergie permet de comprendre la formation de solitons brillants. D'autre part, moyennant certaines approximations, on pourra dériver de la version tridimensionnelle une expression du potentiel chimique μ valable dans le crossover 1D-3D.

4.1.1 Modèle utilisé

On se place dans toute la suite à basse température ($T \ll T_C$), en interactions faibles. En d'autres termes, on peut considérer que tous les N atomes du nuage sont dans un seul mode $|\phi\rangle$, le mode du condensat. Dans ce cas, l'action de l'opérateur champ sur le nuage s'écrit :

$$\hat{\Psi}(\vec{r}) |N\rangle \simeq \varphi(\vec{r}) |N\rangle \quad (4.1)$$

où $\varphi(\vec{r})$ est la fonction d'onde du condensat. La condition de normalisation :

$$\int d^3r |\varphi(\vec{r})|^2 = N \quad (4.2)$$

entraîne que $|\varphi(\vec{r})|^2$ n'est autre que la densité du gaz $n(\vec{r})$. On peut alors écrire la fonction d'onde du condensat de la façon suivante :

$$\varphi(\vec{r}) = \sqrt{n(\vec{r})} e^{i\theta} \quad (4.3)$$

4.1.2 Fonctionnelle d'énergie

On souhaite écrire la fonctionnelle d'énergie décrivant le système considéré. On suppose que les interactions entre atomes du gaz sont à courte portée. Le potentiel d'interactions s'écrit dans ce cas :

$$V_{int}(\vec{r}) \sim \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r}) = g\delta(\vec{r}) \quad (4.4)$$

où m est la masse d'un atome, a la longueur de diffusion et g la constante d'interactions. A partir du Hamiltonien modèle en seconde quantification, on peut alors écrire la fonctionnelle d'énergie de la façon suivante :

$$E(\varphi) = \int d^3\vec{r} \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{\nabla}\varphi(\vec{r})|^2 + V_{ext}(\vec{r}) |\varphi(\vec{r})|^2 + \frac{g}{2} |\varphi(\vec{r})|^4 \right\} \quad (4.5)$$

où $V_{ext}(\vec{r})$ est le potentiel extérieur appliqué au nuage d'atomes. Dans notre cas il s'agira du potentiel produit par le piège optique.

4.1.3 Equation de Gross-Pitaevskii tridimensionnelle

On utilise une méthode variationnelle, faisant intervenir des multiplicateurs de Lagrange, présentée notamment dans les cours de Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France [57]. En minimisant l'énergie $E(\varphi)$ de l'équation 4.5 on s'assure que l'état majoritairement peuplé du gaz est bien l'état fondamental du système. De cette façon, on dérive

l'équation de Gross-Pitaevskii 3D, analogue à une équation de Schrödinger non linéaire pour le système considéré :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_{ext}(\vec{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}|\varphi(\vec{r})|^2 \right\} \varphi(\vec{r}) = \mu\varphi(\vec{r}) \quad (4.6)$$

où μ est le potentiel chimique du gaz.

4.1.4 Limite unidimensionnelle

Nous aurons également besoin dans la suite de ce chapitre des versions unidimensionnelles de la fonctionnelle d'énergie et de l'équation de Gross-Pitaevskii.

On se place dans la limite 1D : $\omega_{\parallel} \ll \omega_{\perp}$, $k_B T \ll \hbar\omega_{\perp}$ et $|\mu - \hbar\omega_{\parallel}| \ll \hbar\omega_{\perp}$, où ω_{\perp} et ω_{\parallel} sont les pulsations du piège optique utilisé et où T et μ sont respectivement la température et le potentiel chimique du gaz. Dans ce cas, la fonction d'onde du condensat peut s'écrire :

$$\varphi(\vec{r}) = \phi(z)\chi(\rho) \quad (4.7)$$

où $\phi(z)$ est la fonction d'onde dans la direction longitudinale du piège et $\chi(\rho) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}l_{\perp}} e^{-\frac{\rho^2}{2l_{\perp}^2}}$ avec $l_{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\perp}}}$ la taille de l'oscillateur harmonique dans la direction radiale. Dans ce cadre, la fonctionnelle d'énergie unidimensionnelle s'écrit :

$$E_{1D}(\phi) = \hbar\omega_{\perp} \int dz |\phi(z)|^2 + \int dz \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|^2 + \frac{1}{2} m\omega_{\parallel}^2 z^2 |\phi(z)|^2 + \frac{g_{1D}}{2} |\phi(z)|^4 \right\} \quad (4.8)$$

avec $g_{1D} = g \frac{m\omega_{\perp}}{2\pi\hbar} = 2\hbar a\omega_{\perp}$. Notons également que $\int dz |\phi(z)|^2 = N$ et donc $|\phi(z)|^2 = n_1(z)$ définit la densité linéique du gaz.

On définit le potentiel chimique local $\mu_{\text{local}} = \mu - \frac{1}{2}m\omega_{\parallel}^2 z^2$. A partir de l'équation 4.8, en négligeant le terme d'énergie cinétique longitudinale devant son pendant dans la direction radiale, on dérive l'équation de Gross-Pitaevskii unidimensionnelle suivante :

$$\{ \hbar\omega_{\perp} + g_{1D}|\phi(z)|^2 \} \phi(z) = \mu_{\text{local}}(z)\phi(z) \quad (4.9)$$

Dans le cadre de l'approche de Gross-Pitaevskii, on a dérivé dans cette section les deux principaux ingrédients théoriques qui nous permettront dans la suite de ce chapitre de comprendre la physique en jeu : la fonctionnelle d'énergie ainsi que l'équation de Gross-Pitaevskii.

4.2 Interactions répulsives : expansion d'un condensat dans le crossover dimensionnel 1D-3D

Dans le cas $a > 0$, il est intéressant d'étudier l'expansion du condensat en fonction des interactions. En effet, pendant une mesure en temps de vol, l'énergie d'interaction E_{int} est convertie en énergie cinétique. L'énergie relâchée E_{rel} s'écrit alors comme la somme de l'énergie cinétique du gaz E_{cin} au moment où le piège optique est coupé et de l'énergie d'interaction.

Nous verrons dans cette section que l'énergie relâchée peut s'écrire en fonction de Na où N est le nombre d'atomes dans le condensat et a la longueur de diffusion dans le gaz. L'étude de l'expansion du condensat, connaissant les caractéristiques du piège optique ainsi que la longueur de diffusion, permet finalement de calibrer le nombre d'atomes dans l'expérience par une autre méthode que celle utilisée dans la section 2.5.

Dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi, le terme d'énergie cinétique est négligé devant celui d'énergie d'interaction. Dans le cas qui nous concerne, à savoir la formation d'un condensat dans un piège allongé, cette approximation n'est plus justifiée pour les valeurs du paramètre Na trop basses. On doit alors étudier l'expansion du condensat dans un régime intermédiaire entre les cas unidimensionnel et tridimensionnel. On parlera de crossover dimensionnel 1D-3D.

4.2.1 Situation expérimentale : condensat dans un piège allongé

Taille du condensat dans le régime de Thomas-Fermi

Le condensat de ^{39}K étudié est obtenu dans un piège allongé de fréquences $\frac{\omega_{\perp}}{2\pi} = 305$ Hz dans la direction radiale et $\frac{\omega_{\parallel}}{2\pi} = 24$ Hz dans la direction longitudinale. On peut définir le paramètre $\epsilon = \frac{\omega_{\parallel}}{\omega_{\perp}}$ qui caractérise l'anisotropie du gaz dans le piège. Il vaut ici $\epsilon \simeq 7,9 \cdot 10^{-2}$. Dans le cas où $E_{cin} \ll E_{int}$, l'approximation de Thomas-Fermi est valable. La taille du condensat dans chaque direction est alors donnée par le rayon de Thomas-Fermi : $R_{TF,i} = \frac{\bar{\omega}}{\omega_i} \bar{l} \left(\frac{15Na}{l} \right)^{\frac{1}{5}}$ où $\bar{l} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}}$ et où $\bar{\omega}$ est la moyenne géométrique des fréquences du piège. Dans un piège anisotrope l'expansion des rayons de Thomas-Fermi après temps de vol est donnée par la loi d'échelle [58, 59] :

$$\begin{aligned} R_{TF,\perp}(t) &= R_{TF,\perp}(0) \sqrt{1 + (\omega_{\perp} t)^2} \\ R_{TF,\parallel}(t) &\simeq R_{TF,\parallel}(0) \left\{ 1 + \epsilon^2 \left[\omega_{\perp} t \arctan(\omega_{\perp} t) - \ln(\sqrt{1 + (\omega_{\perp} t)^2}) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.10)$$

où t est le temps de vol et ϵ le paramètre d'anisotropie défini précédemment. On voit ici que pour $\epsilon \ll 1$, la direction longitudinale du condensat dans le piège ne s'étendra pas en première approximation. Toute l'énergie est relâchée dans la direction radiale. C'est ce phénomène qui explique l'inversion d'ellipticité observée après temps de vol sur la figure 2.11. Dans la suite, nous nous intéresserons donc uniquement à l'évolution de la taille radiale du condensat, c'est-à-dire celle qui est initialement la plus confinée dans le piège allongé.

Régime 3D dans un piège allongé ou régime 1D ?

Afin de choisir le modèle à utiliser pour l'interprétation des données expérimentales, il est important de déterminer au préalable quelle est la dimension effective du système

étudié.

Si les interactions entre atomes sont négligeables, l'expansion du condensat est uniquement déterminée par l'énergie cinétique du gaz. Cette dernière s'écrit alors simplement :

$$E_{cin} \sim \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{l_{\perp}^2} \quad (4.11)$$

où $l_{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\perp}}}$ est la taille typique de l'oscillateur harmonique dans la direction radiale du piège optique.

En revanche, dans le cas où $E_{cin} \ll E_{int}$ (approximation de Thomas-Fermi), E_{rel} est uniquement donnée par les interactions entre atomes tel que :

$$E_{int} = gn \sim \frac{4\pi\hbar^2}{m} \frac{aN}{l_{\perp}^3} \quad (4.12)$$

Comparer E_{cin} et E_{int} revient donc à comparer l_{\perp} et Na . Dans le cas $l_{\perp} \ll Na$ on peut effectivement négliger l'énergie cinétique devant l'énergie d'interaction et étudier le gaz dans l'approximation de Thomas-Fermi pour un condensat 3D dans un piège allongé. Le cas $l_{\perp} \gg Na$ correspond au régime vraiment 1D où l'on peut négliger les interactions entre atomes dans la direction radiale.

Dans l'expérience, lorsqu'on fait varier le champ entre 555 Gauss et 500 Gauss pour étudier l'expansion du condensat en fonction des interactions (voir figure 4.2) on fait varier le paramètre Na entre environ $5.10^6 \times a_0$ et $0 \times a_0$. Sachant que dans le cas considéré $l_{\perp} \sim 1,8.10^4 \times a_0$, on passe du régime 3D allongé où l'approximation de Thomas-Fermi est valable à un régime intermédiaire où l'on ne peut plus négliger l'énergie cinétique devant l'énergie d'interaction.

4.2.2 Évolution dans le crossover dimensionnel : modèle théorique

Afin de comprendre ce qu'on s'attend à obtenir dans chacun des deux régimes limites, on utilise l'équation de Gross-Pitaevskii (4.6).

Limite 1D

Dans la limite unidimensionnelle du problème $l_{\perp} \gg Na$, dans la direction radiale du piège considéré, le condensat est uniquement dans l'état fondamental du système, à savoir l'oscillateur harmonique. L'équation de Gross-Pitaevskii unidimensionnelle 4.9 permet de dériver l'expression du potentiel chimique local :

$$\mu_{local}(z) = \hbar\omega_{\perp} + g_{1D}n_1(z) \quad (4.13)$$

avec $g_{1D} = 2\hbar a\omega_{\perp}$ et où n_1 est la densité linéique du gaz dans la direction longitudinale. On peut ainsi déterminer l'énergie totale E dans ce cas limite en intégrant le potentiel chimique $\mu = \mu_{local}(z) + \frac{1}{2}m\omega_{\parallel}^2 z^2$ sur le nombre d'atomes du condensat.

Limite 3D

Dans la limite $l_{\perp} \ll Na$ on peut négliger le terme d'énergie cinétique dans l'équation de Gross-Pitaevskii. On a alors :

$$\mu_{local}(z) = \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 r^2 + gn(\vec{r}) \quad (4.14)$$

La densité linéique du condensat dans le piège allongé s'écrit par définition $n_1(z) = \int d^2\vec{r} n(\vec{r})$. On obtient l'intégrale suivante :

$$n_1(z) = \frac{2\pi}{g} \int_0^\infty r dr \left(\mu_{\text{local}}(z) - \frac{1}{2} m \omega_\perp^2 r^2 \right) \quad (4.15)$$

Par ailleurs le rayon de Thomas-Fermi $R_{\text{TF},\perp}$ est défini de telle sorte que la densité du nuage s'annule pour $r = R_{\text{TF},\perp}$. Le potentiel chimique local s'écrit alors $\mu_{\text{local}} = \frac{1}{2} m \omega_\perp^2 R_{\text{TF},\perp}^2$. En calculant l'intégrale de l'équation 4.15 on obtient finalement le lien entre potentiel chimique local et densité linéique pour un condensat 3D allongé dans le régime de Thomas-Fermi :

$$\mu_{\text{local}}(z) = 2\hbar\omega_\perp \sqrt{a n_1(z)} \quad (4.16)$$

Précisons que dans le cas d'un condensat dans un piège sphérique le potentiel chimique s'écrit en fonction du paramètre Na (voir par exemple [60]) :

$$\mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(\frac{15Na}{\bar{l}} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (4.17)$$

Régime intermédiaire

Nous l'avons expliqué à priori et nous le constaterons dans la suite expérimentalement : le régime de Thomas-Fermi ne s'applique pas pour toutes les valeurs de Na utilisées pour l'étude de l'expansion du condensat en fonction des interactions. Il est nécessaire de développer un modèle dans le régime intermédiaire où ni l'énergie cinétique ni l'énergie d'interaction ne sont négligeables.

Considérons la fonctionnelle énergie donnée par l'équation 4.5. Dans l'hypothèse de piège allongé, valable dans notre expérience, on écrira la densité telle que :

$$n(\vec{r}) = n_1(z) |f_\perp(r)|^2 \quad (4.18)$$

où dans la direction radiale la densité est décrite par un mode gaussien de taille σ_\perp . En d'autres termes on écrit la fonction $f_\perp(r)$ de la façon suivante :

$$f_\perp(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_\perp} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_\perp^2}} \quad (4.19)$$

afin de respecter la normalisation $N = \int d^3\vec{r} n(\vec{r}) = \int dz n_1(z)$.

On supposera $n_1(z)$ constante sur la portion de piège cylindrique de taille L considérée (approximation de densité locale). Dans ce cas, on peut finalement écrire l'énergie par particule :

$$\frac{E(\sigma_\perp)}{N} = \frac{1}{\sigma_\perp^2} \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega_\perp^2 \sigma_\perp^4 + \frac{g n_1}{4\pi} \right\} \quad (4.20)$$

On cherche alors la valeur de σ_\perp qui minimise l'énergie par particule. On obtient :

$$\begin{aligned} \sigma_\perp &= l_\perp (1 + 2a n_1)^{\frac{1}{4}} \\ \frac{E}{N} \Big|_{\min} &= \hbar\omega_\perp \sqrt{1 + 2a n_1} \end{aligned} \quad (4.21)$$

où l_\perp est la taille de l'oscillateur harmonique radial.

Par définition $\mu = \frac{\partial E}{\partial N}$. En écrivant $n_1 L = N$ on retrouve au premier ordre en Na la formule établie par F. Gerbier dans [61] : $\mu_{\text{local}} = \hbar\omega_\perp \sqrt{1 + 4a n_1}$, qui connecte bien les deux régimes limites. C'est cette formule qui sera utilisée par la suite.

4.2.3 Expansion du condensat et calibration du nombre d'atomes

On dispose de 3 équations reliant les différentes énergies du systèmes [48] :

$$\begin{cases} E = E_{cin} + E_{pot} + E_{int} \\ \mu = \frac{1}{N}(E_{cin} + E_{pot} + 2E_{int}) \\ 0 = 2E_{cin} - 2E_{pot} + 3E_{int} \end{cases} \quad (4.22)$$

où E_{pot} est l'énergie potentielle donnée par le piège optique. La deuxième équation provient de l'intégration de l'équation de Gross-Pitaevskii tridimensionnelle tandis que la troisième est un théorème du viriel généralisé au cas d'interactions de contact entre atomes. A partir de ce système d'équations couplées nous pouvons écrire $E_{rel} = \frac{1}{4}(3E - \mu N)$. On peut par ailleurs montrer [60] dans le régime de Thomas-Fermi que $E = \frac{5}{7}\mu N$ d'où finalement $E_{rel} = \frac{2}{7}\mu N$.

Connaissant l'expression du potentiel chimique local dans une petite portion cylindrique du piège de taille l , nous pouvons déterminer par intégration l'énergie E correspondante : $E = l \frac{\hbar\omega_{\perp}}{6a} (1 + 4an_1)^{\frac{3}{2}}$. En utilisant une approximation de densité locale dans la direction longitudinale du piège pour déterminer l'évolution de $n_1(z)$, on peut déduire de façon numérique l'énergie relachée dans la direction radiale, dans le cas qui nous intéresse.

Par analogie avec les formules connues donnant l'expansion d'un condensat tridimensionnel après temps de vol on peut finalement écrire :

$$R_{TF,\perp}(t) = \sqrt{\frac{7E_{rel}}{mN}} \sqrt{1 + (\omega_{\perp}t)^2} \quad (4.23)$$

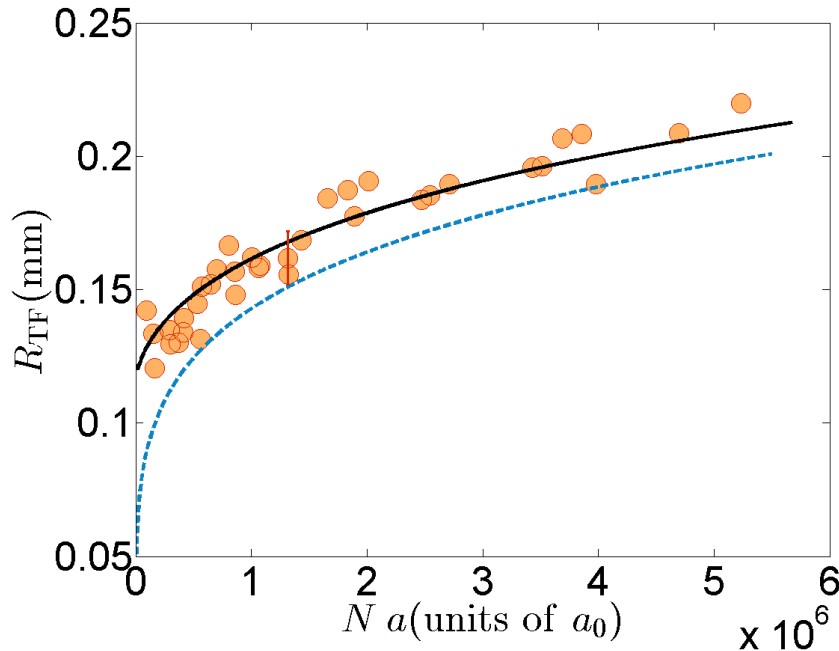


FIGURE 4.2 – Evolution de la taille transverse du condensat après temps de vol en fonction de Na . La courbe en traitillés bleue correspond au modèle de Thomas-Fermi tridimensionnel. La courbe noire correspond au modèle 4.23.

Les données présentées sur la figure 4.2 ont été obtenues grâce au protocole expérimental suivant : le condensat de Bose-Einstein est préparé comme présenté dans les deux

premiers chapitres de ce manuscrit. Après l'évaporation effectuée à ~ 550 Gauss le champ magnétique homogène est modifié afin de faire varier la longueur de diffusion a entre 0 et $300 \times a_0$. On étudie l'évolution de la taille radiale du condensat en fonction du paramètre Na après un temps de vol de 35 ms.

Le modèle présenté dans cette section permet d'ajuster les données expérimentales, contrairement au modèle de Thomas-Fermi 3D. Le seul paramètre laissé libre pour l'ajustement est un coefficient multiplicatif sur le nombre d'atomes. On obtient ainsi une seconde calibration du nombre d'atomes dans l'expérience, compatible avec celle obtenue grâce à la mesure de la température critique de condensation. Cette nouvelle méthode est équivalente à la première en termes de précision. Les résultats détaillés ici sont également présentés dans [19, 46].

Moyennant quelques approximations, un modèle théorique a été développé afin d'adresser la physique en jeu dans le crossover dimensionnel 1D-3D lors de l'expansion d'un condensat en fonction des interactions entre atomes dans le régime $a > 0$. En effet, le condensat étant formé dans un piège allongé, il faut tenir compte de la dimension effective du gaz au fur et à mesure que les interactions entre atomes sont modifiées pour comprendre l'évolution de la taille du nuage après temps de vol. Cette étude constitue également une deuxième méthode permettant de calibrer le nombre d'atomes dans l'expérience.

4.3 Interactions attractives : formation de solitons brillants

Historiquement, notre équipe s'intéresse aux effets du désordre sur les gaz quantiques en dimensions réduites. En particulier, des études ont été faites concernant l'influence d'un potentiel désordonné sur la transition superfluide à deux dimensions dans un gaz de ^{87}Rb [62]. Plus généralement dans le groupe d'Optique Atomique du laboratoire, des études concernant les phénomènes de localisation dans un potentiel désordonné sont menées depuis plusieurs années, avec comme résultat l'observation expérimentale de la localisation d'Anderson à 1D [63] et plus récemment à 3D [64]. Ainsi, en utilisant comme base de travail l'expérience acquise dans le laboratoire ainsi que le contrôle des interactions possible dans notre gaz de ^{39}K , nous souhaitons approfondir les études concernant la localisation d'Anderson dans un piège unidimensionnel. En particulier, nous nous intéresserons au cas $a < 0$ pour lequel des solitons brillants sont formés.

Nous présenterons dans cette section les premiers résultats concernant ces travaux encore en cours actuellement. Pour commencer, nous introduirons les ingrédients physiques en jeu ainsi que les contraintes expérimentales à satisfaire. Nous détaillerons ensuite la caractérisation du piège 1D mis en place sur notre expérience. Nous conclurons sur l'observation expérimentale des premiers solitons de ^{39}K ainsi que sur les perspectives à court terme, notamment l'ajout de désordre dans le système.

4.3.1 Problème considéré et contraintes expérimentales associées

Afin de déterminer le piège unidimensionnel à mettre en place dans notre système, il est tout d'abord nécessaire d'étudier les contraintes imposées par les phénomènes que l'on souhaite observer. Tout d'abord, afin de reproduire l'expérience de localisation 1D [63, 65] nous nous intéresserons aux contraintes à respecter notamment sur la vitesse des atomes lorsqu'ils évoluent dans le désordre. Par ailleurs, le comportement d'un gaz sans interactions sera comparé à celui d'un soliton et nous verrons que finalement, la stabilité du soliton implique des contraintes plus fortes que la localisation 1D d'un gaz parfait.

Localisation d'Anderson 1D

La localisation d'Anderson a été prédite en 1958 par P.W. Anderson pour des ondes électroniques sans interactions afin d'expliquer la transition métal-isolant [66]. Elle résulte de phénomènes d'interférences constructives entre les différents chemins que peut prendre une onde dans le désordre pour se propager. Par la suite, il a été montré que le phénomène de localisation d'Anderson, où la propagation d'ondes peut être stoppée même en présence d'un désordre faible, se généralise à tous les types d'onde [67], notamment aux ondes de matière. Précisons que la localisation d'Anderson est intrinsèquement un phénomène à une particule et qu'il est donc au premier abord nécessaire d'annuler les interactions entre atomes dans le gaz. Ceci a été fait pour l'étude présentée par J. Billy *et al.* dans [63] en utilisant un gaz très dilué. Dans notre cas, le contrôle des interactions via les résonances de Feshbach nous permet d'imposer $a = 0$. Par ailleurs, l'influence des interactions sur la localisation d'Anderson est un problème encore ouvert que nous nous proposons d'étudier expérimentalement dans un piège unidimensionnel.

Théoriquement, dans un piège 1D avec un désordre totalement aléatoire, toute onde plane localise quelle que soit l'amplitude de désordre utilisée. Expérimentalement cependant,

nous ne produisons pas d'onde plane mais des condensats de Bose-Einstein qui, dans le cas sans interaction, peuvent être considérés comme des superpositions d'ondes planes indépendantes entre elles. D'autre part, le désordre utilisé dans notre expérience est un speckle (ou champ de tavelures) laser. Il est caractérisé par l'amplitude moyenne des barrières de potentiel V_R ainsi que par sa longueur de corrélation σ_R . L'étude théorique de la localisation d'un condensat dans un champ de speckle a été faite [68] et est à la base de l'expérience de localisation 1D [63]. De cette étude on déduit notamment que pour observer la localisation d'Anderson 1D en présence d'un désordre faible il faut satisfaire à la condition :

$$k\sigma_{\parallel,R} < 1 \quad (4.24)$$

où k est le vecteur d'onde associé à l'onde de matière et où $\sigma_{\parallel,R}$ est la longueur de corrélation du speckle dans la direction longitudinale. Dans notre expérience, $\sigma_{\parallel,R} \sim 0,6 \mu\text{m}$ peut être atteinte ce qui implique que pour une vitesse du nuage de l'ordre de $v \sim 1 \text{ mm.s}^{-1}$ on obtient $k\sigma_{\parallel,R} \sim 0,37$, ce qui semble acceptable pour observer la localisation. Nous chercherons donc à atteindre expérimentalement ce type de vitesses pour le gaz évoluant dans le potentiel désordonné.

Précisons qu'il est mentionné ici la condition de désordre faible. En effet, il faut s'assurer que la localisation observée est due à des phénomènes d'interférences quantiques entre ondes de matière et non pas à du piégeage classique entre deux barrières de potentiel.

Une dernière condition à respecter afin de pouvoir observer des fractions localisées du nuage les plus grandes possibles concerne la distribution des vitesses dans le gaz. En effet, plus cette dernière est étroite, plus nombreuses seront les classes de vitesses satisfaisant la condition de localisation. Lorsque le confinement longitudinal imposé au gaz est supprimé et qu'on laisse ce dernier s'étendre librement dans le piège unidimensionnel, la relaxation de l'énergie d'interaction en énergie cinétique tend à élargir la distribution des vitesses. Notre contrôle sur les interactions nous permettrait de supprimer cette contribution à la dispersion en vitesse en imposant $a = 0$.

Formation de solitons brillants, propagation dans un milieu désordonné

Dans le cas d'un piège unidimensionnel ($\omega_{\parallel} \ll \omega_{\perp}$), la fonction d'onde du condensat ainsi que la fonctionnelle d'énergie associée E_{1D} sont données par le modèle présenté dans la section 4.1.4. Le mouvement des atomes dans chaque direction radiale se résume à celui de l'oscillateur harmonique tandis que la partie longitudinale de la fonction d'onde, $\phi(z)$, apparaît dans l'expression de la fonctionnelle d'énergie :

$$E_{1D}(\phi) = \hbar\omega_{\perp} \int dz |\phi(z)|^2 + \int dz \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|^2 + \frac{1}{2} m\omega_{\parallel}^2 z^2 |\phi(z)|^2 + \frac{g_{1D}}{2} |\phi(z)|^4 \right\} \quad (4.25)$$

où $g_{1D} = 2\pi a\omega_{\perp}$. En première approximation, nous pouvons négliger le terme d'énergie potentielle donné par le confinement longitudinal du piège. Dans le cas d'interactions attractives entre atomes ($a < 0$) le terme d'énergie d'interaction peut compenser le terme d'énergie cinétique, à l'origine de la dispersion du nuage. On comprend ainsi qu'une solution stable dans ce cas est un gaz quantique auto-confiné et se propageant sans dispersion. Il s'agit d'un soliton brillant.

Théoriquement [69], l'expression de la fonction d'onde du soliton s'écrit :

$$\phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_z}} \frac{1}{\cosh\left(\frac{z}{\sigma_z}\right)} \quad (4.26)$$

où σ_z est la taille du soliton et s'écrit en fonction du nombre d'atomes dans le soliton N et de la constante d'interaction g_{1D} tel que :

$$\sigma_z = \frac{2\hbar^2}{Nm(-g_{1D})} \quad (4.27)$$

Par ailleurs, il est possible d'estimer le nombre d'atomes maximum contenu dans le soliton, aussi appelé nombre d'atomes critique et noté N_c . En première approximation, le soliton s'effondre lorsqu'il devient tridimensionnel soit lorsque $\sigma_z \simeq l_\perp$ où $l_\perp = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_\perp}}$. Ceci se traduit par $\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 1$. Dans leur article étudiant la dynamique d'un soliton brillant [70], Y. Castin et L.D. Carr ont montré que l'effondrement est donné par :

$$\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 0,78 \quad (4.28)$$

dans le cas d'un piège expulsant, comme représenté sur le diagramme 4.3. Cette limite dans le cas d'un piège confinant, également représentée sur le diagramme 4.3 est $\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 0,65$. Expérimentalement, des solitons ont été observés en utilisant diverses espèces atomiques permettant le contrôle des interactions : pour la première fois en 2002 dans des gaz de ^7Li [71, 72] puis plus tard en 2006 dans un gaz de ^{85}Rb [73]. Plus récemment, des solitons ont été utilisés pour réaliser des interféromètres atomiques [74, 75].

Dans le cas du ^{39}K , pour un piège 1D de fréquence radiale $\omega_\perp \sim 2\pi \times 400$ Hz et de fréquence longitudinale $\omega_\parallel \sim 2\pi \times 2$ Hz, en fixant $a \sim -2a_0$, le nombre critique d'atomes contenu dans le soliton est de $N_c \sim 4300$ et sa taille longitudinale est de l'ordre de $\sigma_z \sim 1,5 \mu\text{m}$. En prenant en première approximation pour la taille radiale du soliton la taille de l'oscillateur harmonique on obtient $\sigma_\perp \sim 0,8 \mu\text{m}$.

Les contraintes expérimentales à respecter ont principalement pour but de préserver la stabilité du soliton dans le piège 1D et en présence de désordre. Dans le cas d'un piège confinant, la stabilité d'un soliton est limitée par le produit Na . En effet, pour une longueur de diffusion trop grande en valeur absolue et négative, on assiste à l'effondrement du soliton. Le cas d'un piège expulsant (qui sera notre cas en pratique comme nous le verrons dans la suite) a été étudié théoriquement [70]. La discussion peut se résumer sur la figure 4.3, extraite de [70], que nous allons commenter.

Dans le cas d'un piège expulsant (fréquence longitudinale imaginaire), non seulement le soliton s'effondre pour Na trop grand mais il peut également exploser si le rapport $\frac{|\omega_\parallel|}{\omega_\perp}$ devient trop grand. Les branches d'effondrement du soliton et de son explosion sont représentées sur la figure 4.3, où la zone de stabilité du soliton correspond à la zone blanche. Expérimentalement, il semble idéal d'après le diagramme de disposer d'un piège confinant radialement mais plat dans la direction longitudinale. Nous chercherons donc à avoir ω_\parallel le plus faible possible. Par ailleurs, afin de prouver qu'un soliton, et non pas un condensat, se propage dans le piège, il faut chercher à montrer que le nuage se déplace sans se disperser. Ceci se prouve plus aisément dans un piège expulsant. Nous chercherons donc à nous mettre dans cette situation expérimentale. Précisons que dans l'expérience, le soliton sera créé dans un piège croisé confinant longitudinalement avant d'être lâché dans le piège 1D. On passera alors d'un piège confinant à un piège expulsant. Ce changement devra être fait de sorte que l'on ne pénètre pas dans la zone jaune du diagramme, afin de préserver le soliton créé.

Assurer la stabilité du soliton en présence de désordre revient à faire en sorte qu'aucune particule ne puisse être arrachée au soliton. Cette condition se traduit par le bilan d'énergie

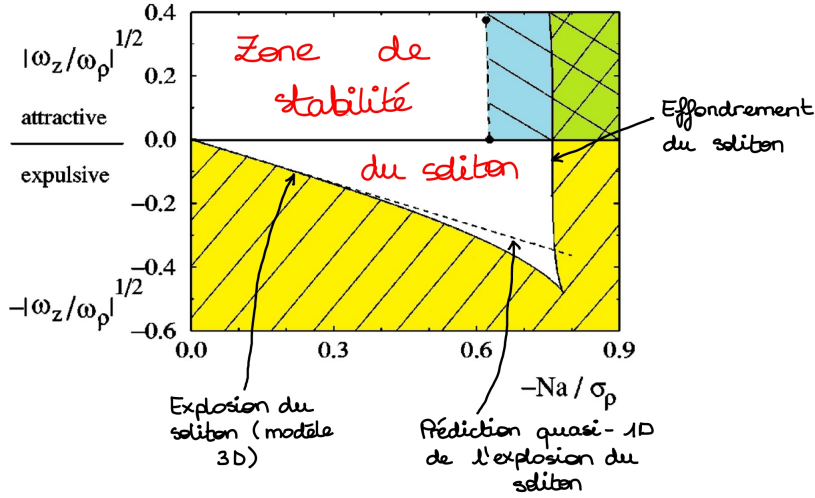


FIGURE 4.3 – Diagramme de stabilité d'un soliton dans un piège optique (extrait de [70] puis annoté). Les notations ω_z (respectivement ω_p) correspondent à nos notations pour les pulsations du piège optique ω_{\parallel} (respectivement ω_{\perp}). La notation σ_p désigne la taille de l'oscillateur harmonique radial. La zone bleue (respectivement jaune) correspond à la gamme de paramètres pour laquelle il n'existe pas de minimum local de l'énergie complète de Gross-Pitaevskii avec $\omega_z > 0$ (respectivement pour laquelle il n'existe pas de minimum local de l'énergie variationnelle).

suivant :

$$N \times E_{cin} < |\mu| \quad (4.29)$$

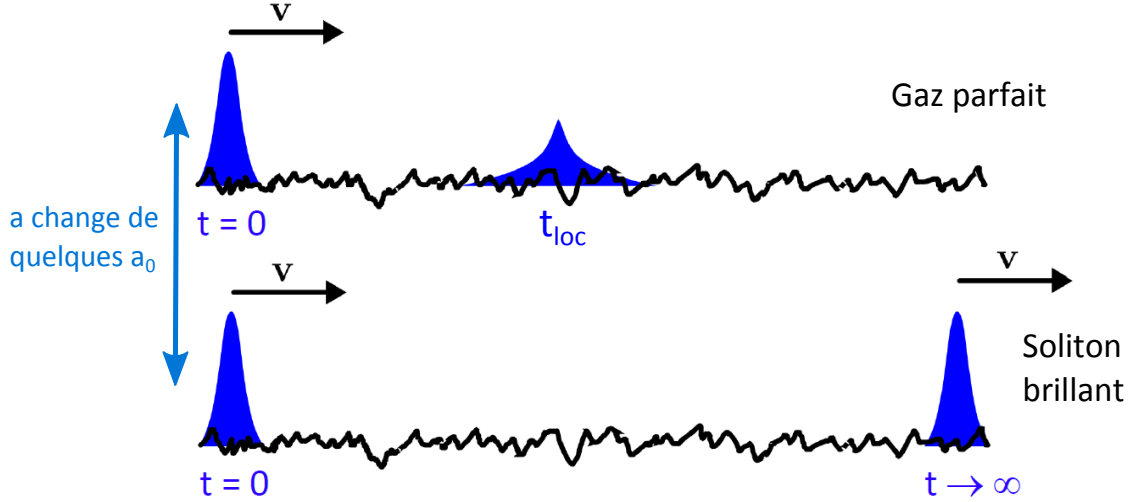
où N est le nombre d'atomes dans le soliton, E_{cin} l'énergie cinétique d'une particule du soliton et μ le potentiel chimique donné par :

$$\mu = -\frac{1}{8}N^2 \frac{mg_{1D}^2}{\hbar^2} = \frac{3E_0}{N} \quad (4.30)$$

où E_0 est l'énergie de l'état lié à N particule qui constitue le soliton [76]. Cela revient à dire que l'énergie totale du soliton arrivant dans le désordre est inférieure à l'énergie nécessaire pour arracher un atome au soliton. Dans le cas expérimental modèle pour le ^{39}K détaillé précédemment, cette condition imposerait de produire des solitons ayant des vitesses $v < 20 \mu\text{m.s}^{-1}$, ce qui est bien trop contraignant. En effet, il est difficile de contrôler expérimentalement la vitesse du nuage avec une telle précision. On peut cependant s'imposer une condition moins restrictive en cherchant seulement à diminuer la probabilité de scinder le soliton en deux parties. Il a été établi [76] qu'une condition plus faible mais suffisante est d'imposer :

$$N \times E_{cin} \lesssim 0,75E_0 \Rightarrow E_{cin} \lesssim \frac{|\mu|}{4} \quad (4.31)$$

Expérimentalement, cela signifierait obtenir des vitesses $v < 0,7 \text{ mm.s}^{-1}$. Dans la suite, nous chercherons à produire des solitons se déplaçant dans le piège 1D avec $v \sim 0,5 \text{ mm.s}^{-1}$. On remarque que cette condition est plus forte que celle imposée par la localisation 1D. Sachant que les deux types de gaz (sans interaction et en interactions attractives) évolueront à la même vitesse dans le piège 1D, si l'on s'assure de la stabilité du soliton on devrait également pouvoir observer la localisation d'Anderson 1D.


 FIGURE 4.4 – Localisation d'Anderson 1D *vs* propagation d'un soliton brillant.

Vers la localisation d'Anderson d'un soliton brillant ?

Un soliton brillant peut-il être considéré dans ce cadre comme un « super-atome » de masse Nm et ainsi localiser dans un milieu désordonné au sens d'Anderson ? Cette question a été discutée ces dernières années de façon théorique [77, 78]. Ces études à la fois analytiques et numériques ont montré qu'il est à priori possible d'observer la localisation d'Anderson d'un soliton à condition que :

$$Nk\sigma_{\parallel,R} < 1 \quad (4.32)$$

où N est le nombre d'atomes constituant le soliton. Expérimentalement, cela reviendrait à produire un soliton se déplaçant dans le désordre avec une vitesse $v < 0,5 \mu\text{m.s}^{-1}$, ce qui est irréalisable actuellement avec notre système. On s'attend donc à observer le phénomène suivant, résumé sur le schéma 4.4 : pour une vitesse v adéquate, identique dans les deux cas, un nuage sans interaction localise au sens d'Anderson dans un désordre de faible amplitude au bout d'un temps fini t_{loc} tandis qu'un soliton brillant se propage sans changer de forme pendant un temps $t \rightarrow \infty$. Seuls quelques rayons de Bohr séparent les deux longueurs de diffusion utilisées. Il s'agit donc d'observer un effet spectaculaire sur la propagation d'une onde de matière dans un milieu désordonné provoqué par un faible changement des interactions entre atomes.

4.3.2 Mise en place expérimentale

Afin de respecter les contraintes expérimentales présentées précédemment, imposées principalement par la formation d'un soliton stable à vitesse contrôlée dans le piège 1D, la mise en place ainsi que la caractérisation du piège ont été faite précautionneusement. Nous présenterons dans cette section la configuration géométrique choisie pour le piège optique en tenant compte des effets du champ magnétique dans l'enceinte. Par ailleurs, diverses méthodes de calibration des paramètres de piégeage seront détaillées et notre capacité à contrôler la vitesse du nuage atomique sera discutée. Pour finir, les résultats expérimentaux montrant la production de solitons brillants à vitesse contrôlée seront présentés.

Configuration géométrique

Dans la configuration choisie pour la production de condensats tout optiques de ^{39}K , aucun des deux faisceaux lasers formant le piège croisé ne peut, après l'évaporation, constituer un piège adéquat pour former des solitons brillants. Définissons le rapport $\lambda = \frac{|f_{\parallel}|}{f_{\perp}}$ qui nous permettra de quantifier le caractère unidimensionnel d'un piège optique, qu'il soit confinant ou expulsant. Physiquement, il faut s'assurer que la température et le potentiel chimique soient très faibles devant l'énergie de l'oscillateur harmonique fondamental radial, mais pas devant celle de l'oscillateur harmonique fondamental longitudinal. Il faut donc des fréquences radiale et longitudinale assez différentes pour remplir ces conditions. Dans l'expérience, nous chercherons à satisfaire $\lambda < 10\%$. Pour les deux pièges optiques déjà mis en place, les rapports λ valent $\lambda_{\text{FORT1}} \sim 0,2\%$ et $\lambda_{\text{FORT2}} \sim 1,6\%$. Ces deux pièges pourraient donc à priori convenir. Cependant, dans le cas du FORT 1, la fréquence radiale n'est pas assez élevée pour que l'énergie d'interaction compense aisément l'énergie cinétique, et dans le cas du FORT 2, il faudrait travailler à trop basse puissance donc dans des situations peu stables. Nous allons donc mettre en place un nouveau piège optique, que nous nommerons FORT 1D dans la suite. Ce piège sera chargé à partir du piège croisé lors de la phase d'évaporation comme nous le détaillerons ultérieurement.

Il semblerait naturel de faire passer ce nouveau piège à travers l'un des deux gros hublots de l'expérience (voir figure 1.3) qui offrent le meilleur accès optique. Or nous avons constaté expérimentalement que dans la direction perpendiculaire à ces deux gros hublots, qui est aussi parallèle à l'axe des bobines utilisées pour produire le champ Feshbach, il existe une courbure du champ magnétique non nulle qui se traduit à haut champ par un léger confinement magnétique de fréquence caractéristique $f_{\text{mag},\perp} \sim 2,5\text{ Hz}$ pour les atomes. Étant donné que l'on souhaite pouvoir diminuer à loisir la fréquence longitudinale ressentie par les atomes dans le piège unidimensionnel, nous avons choisi de faire passer ce dernier dans l'axe parallèle aux gros hublots (soit perpendiculaire au champ Feshbach produit par les bobines) comme montré sur le schéma 4.5. En effet, dans cette configuration il faudra ajouter au confinement optique un anti-confinement magnétique caractérisé pour nous par une fréquence imaginaire $f_{\text{mag},\parallel}$. On s'attend à trouver $|f_{\text{mag},\parallel}| \sim 1,3\text{ Hz}$ en considérant que la divergence du champ magnétique dans l'espace est nulle.

La lumière utilisée pour créer le FORT 1D provient d'un laser Innolight Mephisto M2000NE délivrant au maximum 2 W de lumière à 1064 nm. Le faisceau passe par un modulateur acousto-optique nous servant à contrôler la puissance lumineuse arrivant sur les atomes. La lumière est couplée dans une fibre puis arrive près de l'enceinte où le faisceau est collimaté grâce à un coupleur de fibre Schäfter-Kirchhoff 60FC-4-M40. On utilise ensuite une lentille de 400 mm de focale pour focaliser le faisceau sur les atomes. On dispose au maximum de 585 mW de lumière à 1064 nm sur ces derniers.

Dans cette configuration, il faut être particulièrement précautionneux lors du passage du faisceau à travers le hublot. En effet, ce dernier a un diamètre de seulement 40 mm. Il est nécessaire de décaler le faisceau laser du centre du hublot afin de n'avoir aucune réflexion sur le coupleur MOT en face, mais également de ne pas être trop proche du bord du hublot (qui n'est plus plat) afin d'éviter au maximum les aberrations optiques. Ainsi, afin de passer au mieux à travers les hublots, nous utilisons un miroir dichroïque qui transmet la lumière provenant du coupleur MOT et qui réfléchit celle du FORT 1D. Une fois la configuration géométrique optimale trouvée, nous pouvons caractériser le piège unidimensionnel effectif obtenu sur les atomes.

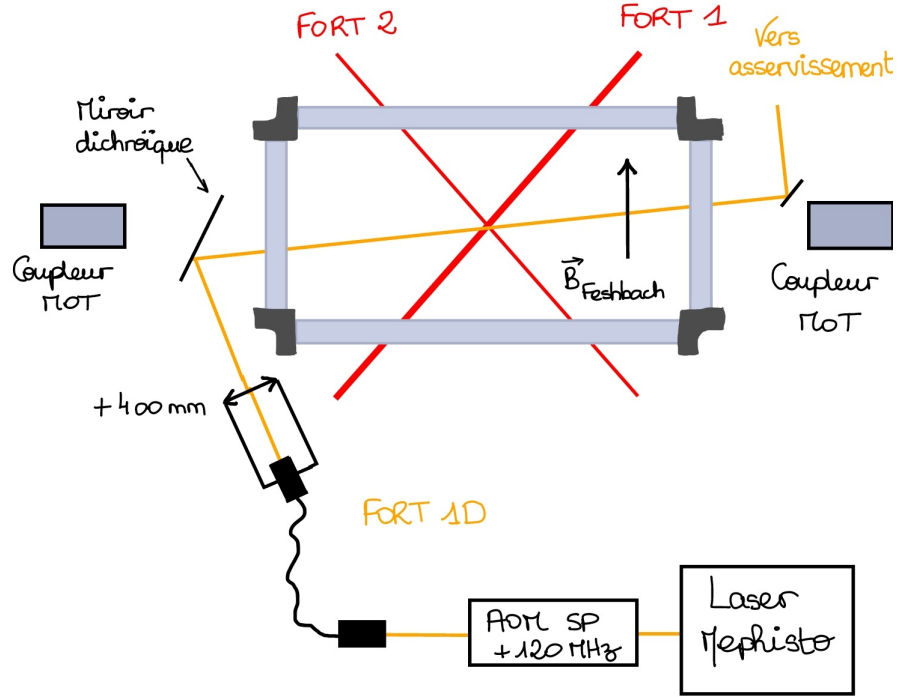


FIGURE 4.5 – Schéma du banc optique ainsi que de la configuration géométrique utilisés pour le FORT 1D.

Calibration du piège 1D effectif

Comme expliqué précédemment, il est nécessaire pour caractériser le piège effectif ressenti par les atomes, de s'intéresser d'une part au piège optique et d'autre part à l'anti-confinement magnétique dû à la courbure du champ magnétique, non négligeable à haut champ. Nous verrons ainsi de quelle façon contrôler la vitesse d'un nuage d'atomes lâché dans le piège unidimensionnel.

→ Caractérisation du piège optique

On détermine la fréquence radiale du piège optique formé par le faisceau à 1064 nm par une mesure d'oscillation paramétrique (figure 4.6). À 80 % de la puissance maximale disponible $f_{\perp, 80\%} = 410$ Hz soit à 100 % (585 mW) $f_{\perp} = 460$ Hz. On en déduit le waist du FORT 1D sur les atomes $w_{1D} = 47,5 \mu\text{m}$.

Pour déterminer la fréquence longitudinale du piège optique en question, on analyse des mesures d'oscillations du nuage dans la direction longitudinale du FORT 1D en l'absence de champ magnétique. Les résultats présentés sur la figure 4.7 montrent que $f_{\parallel, \text{opt}} = 2$ Hz pour la puissance maximale disponible de lumière à 1064 nm. Le waist correspondant pour le piège optique est de $w_{1D} = 49,8 \mu\text{m}$. Cette valeur diffère légèrement de celle déterminée à partir de la mesure de la fréquence radiale. D'autre part, une mesure sur banc optique du waist du faisceau dans le cas où il n'entre pas dans la chambre de science donne $w_{1D} = 40 \mu\text{m}$. On déduit de ces données que malgré toutes nos précautions, le passage du faisceau proche du bord du hublot CF40 provoque des aberrations. Cependant, nous obtenons a priori un rapport d'aspect $\lambda_{\text{FORT1D}} \sim 0,4\%$ satisfaisant pour le FORT 1D. Nous conserverons donc le piège optique caractérisé ici pour la suite.

→ Anti-confinement magnétique

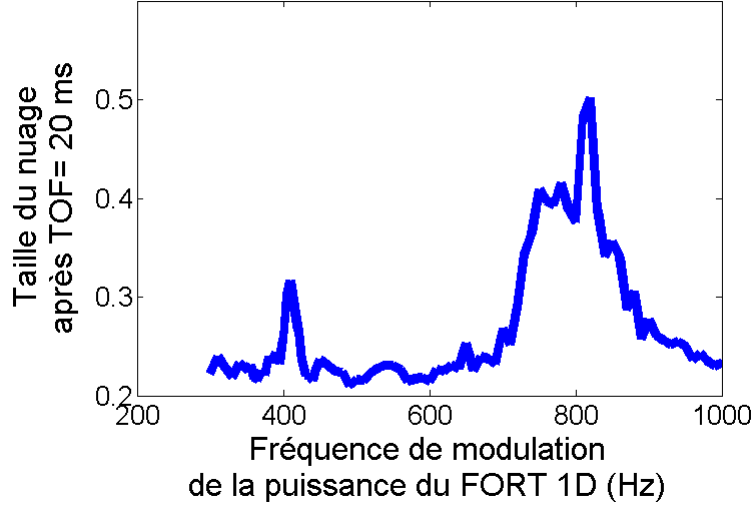


FIGURE 4.6 – Mesure d’oscillations paramétriques dans le piège 1D. Les mesures sont faites entre 300 Hz et 1000 Hz, tous les 10Hz. On mesure $f_{\perp} = 410$ Hz à 80 % de la puissance maximale de FORT 1D disponible.

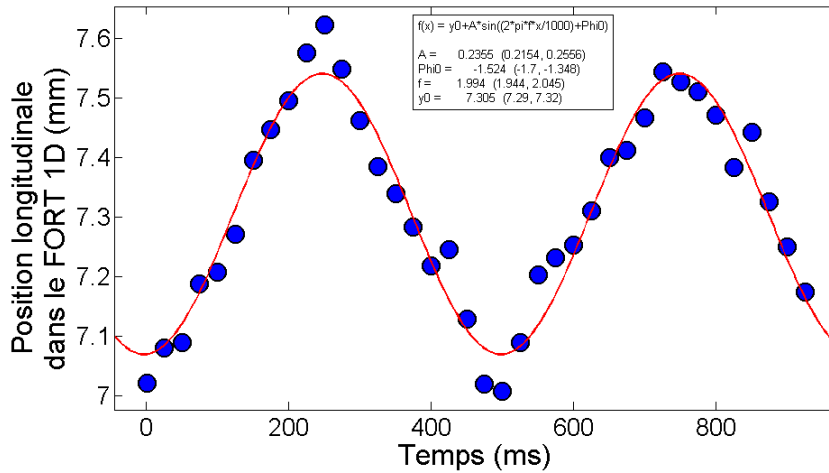


FIGURE 4.7 – Mesure d’oscillations longitudinales d’un nuage d’atomes lâché dans le piège optique 1D, en l’absence de champ magnétique. On mesure ainsi $f_{\parallel, \text{opt}} = 2$ Hz. L’ajustement des données, tracé en rouge sur la figure, est obtenu à partir de la fonction présentée dans l’encart.

L’effet attendu de la courbure du champ magnétique sur les fréquences est de quelques hertz. Ainsi, si la fréquence radiale ressentie par les atomes n’est modifiée que de façon négligeable par le champ magnétique, ce n’est pas le cas de la fréquence longitudinale. Cette dernière s’écrit de façon effective : $f_{\parallel, \text{eff}} = \sqrt{f_{\parallel, \text{opt}}^2 - |f_{\parallel, \text{mag}}|^2}$ (où le champ magnétique a un effet anti-confinant dans la direction du piège optique).

Afin de déterminer la fréquence d’anti-confinement magnétique dans l’axe du FORT 1D, une première méthode consiste à mesurer la fréquence d’oscillation longitudinale dans le piège 1D modifiée par la présence de faibles champs magnétiques constants (configuration Helmholtz des bobines). En effet, pour des champs magnétiques trop élevés, la fréquence longitudinale effective ressentie par les atomes deviendrait trop faible pour pouvoir mesurer les oscillations du nuage.

Dans le cas d'un champ magnétique homogène, dont la courbure n'est pas parfaitement nulle, l'effet Zeeman nous permet de définir une fréquence magnétique ressentie par les atomes telle que $|f_{\text{mag}}|^2 \propto \mu \times I$ où I est le courant circulant dans les bobines et où μ est ici le moment magnétique ressenti par les atomes (qui sont, nous le rappelons, dans l'état de spin $|F = 1, m_F = -1\rangle$). Le champ magnétique produit par les bobines est déterminé grâce à la calibration obtenue lors de l'étude des résonances de Feshbach : $B = b \times I$ où $b = 7,72 \pm 0,02 \text{ G.A}^{-1}$. Le moment magnétique μ correspondant est déterminé pour chaque courant utilisé grâce à la formule de Breit-Rabi. Plusieurs mesures sont effectuées pour différents courants circulant dans les bobines. Les résultats sont résumés sur la figure 4.8. L'ajustement des données obtenues permet de déterminer $|f_{\parallel, \text{mag}}| = 1,9 \text{ Hz}$ en extrapolant le modèle à $B = 500 \text{ Gauss}$.

Notons que les mesures présentées sur la figure 4.8 ont été prises dans une configuration du piège optique non optimale (donc non retenue pour la suite) pour laquelle $f_{\parallel, \text{opt}} = 1,3 \text{ Hz}$. La fréquence d'anti-confinement magnétique ne dépendant pas du piège optique utilisé, nous n'avons pas jugé utile de refaire la mesure détaillée ici pour chaque configuration testée du FORT 1D.

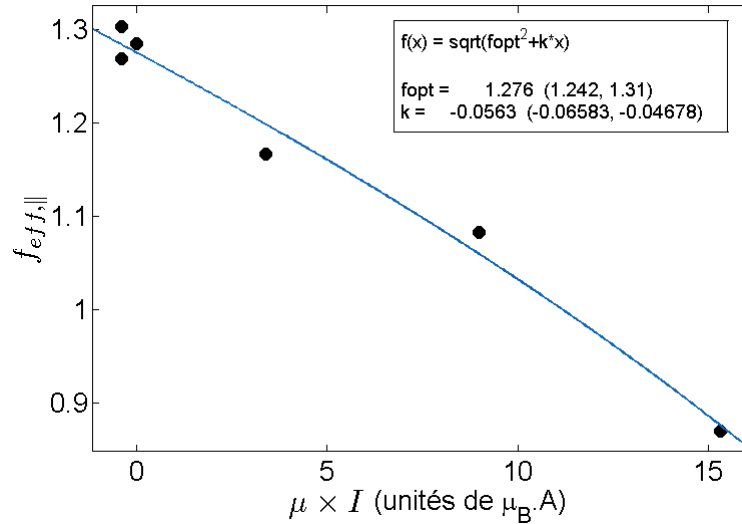


FIGURE 4.8 – Détermination de la fréquence d'anti-confinement magnétique grâce à des mesures d'oscillations longitudinales du nuage dans le piège optique 1D à bas champ. La fréquence effective ressentie par les atomes s'exprime comme la somme quadratique des fréquences optique et magnétique. La fréquence magnétique dépend du champ magnétique appliqué, donc du courant circulant dans les bobines. La fonction d'ajustement donnée dans l'encart permet de déterminer le coefficient de proportionnalité entre la fréquence d'anti-confinement magnétique et $\mu \times I$. En extrapolant à haut champ ($B = 500 \text{ Gauss}$) on obtient finalement $|f_{\text{mag}}| = 1,9 \text{ Hz}$.

Une seconde mesure, effectuée directement à haut champ magnétique, nous permet de confirmer le résultat obtenu ici par extrapolation. En effet, pour une puissance du FORT 1D bien choisie, le piège effectif dans lequel se trouvent les atomes est globalement anti-confinant. Précisons que pour $|f_{\parallel, \text{mag}}| = 1,9 \text{ Hz}$ et pour $|f_{\parallel, \text{opt}}| = 2 \text{ Hz}$ au maximum, on obtient dans presque tous les cas un piège globalement expulsant.

La position du nuage évoluant librement dans un tel piège optique s'écrit en fonction du

temps :

$$x(t) = A[\cosh(2\pi|f_{\parallel,eff}|t) - 1] + B \quad (4.33)$$

où A et B sont des constantes. Étant donné que la mesure de position se fait après temps de vol, il est nécessaire de prendre en compte dans le modèle d'ajustement la vitesse des atomes. La position des atomes après un temps de vol de $\text{TOF} = 20$ ms est donc donné par :

$$X(t) = x(t) + \text{TOF} \times \dot{x}(t) = A[\cosh(2\pi|f_{\parallel,eff}|t) - 1] + \text{TOF} \times A2\pi|f_{\parallel,eff}| \sinh(2\pi|f_{\parallel,eff}|t) + B \quad (4.34)$$

d'où l'on peut extraire $|f_{\parallel,eff}|$. Les résultats obtenus pour 40 % de la puissance maximale disponible pour le FORT 1D sont présenté, pour l'exemple, sur la figure 4.9.

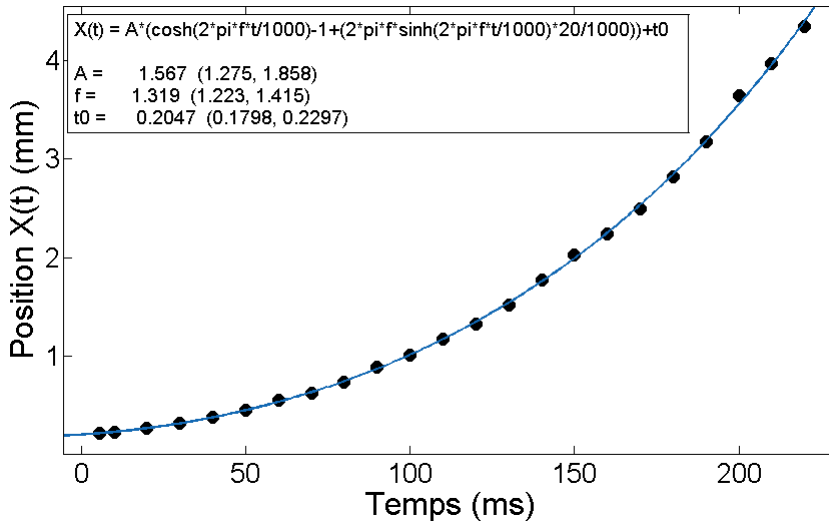


FIGURE 4.9 – Ajustement de la position des atomes lâchés dans le piège 1D au cours du temps pour 40 % de la puissance maximale disponible de lumière à 1064 nm en présence d'un champ magnétique $B = 500,5$ Gauss. On extrait ainsi le module de la fréquence effective (qui est imaginaire) du potentiel expulsant considéré.

Plusieurs mesures similaires sont effectuées pour différentes puissances de lumière à 1064 nm. Les résultats obtenus sont résumés sur la figure 4.10. Pour l'ajustement des données par le modèle, on suppose la fréquence maximale du piège optique connue $f_{\parallel,opt} = 2$ Hz. La fréquence longitudinale d'anti-confinement magnétique obtenue par cette seconde méthode est la même que celle obtenue avec la première méthode : $|f_{\parallel,mag}| = 1,9$ Hz pour $B \sim 500$ Gauss.

Finalement, pour les champs magnétiques utilisés dans la suite $B \sim 500$ Gauss, compte tenu des mesures effectuées, le piège effectif ressenti par les atomes pourra être modifié continument en changeant la puissance utilisée pour créer le piège optique. On pourra passer d'un potentiel confinant avec au maximum $f_{\parallel,eff} = 0,6$ Hz (pour la puissance maximale utilisée dans le FORT 1D) à un potentiel expulsant avec au maximum (si l'on se limite au minimum à 20 % de la puissance maximale dans le FORT 1D) $|f_{\parallel,eff}| = 1,7$ Hz. On devrait donc également être capable d'atteindre $f_{\parallel,eff} \sim 0$ Hz.

→ Contrôle de la vitesse du nuage dans le piège 1D

Pour étudier la diffusion du nuage dans le piège unidimensionnel en fonction des interactions entre atomes, l'échantillon préalablement confiné longitudinalement par le FORT

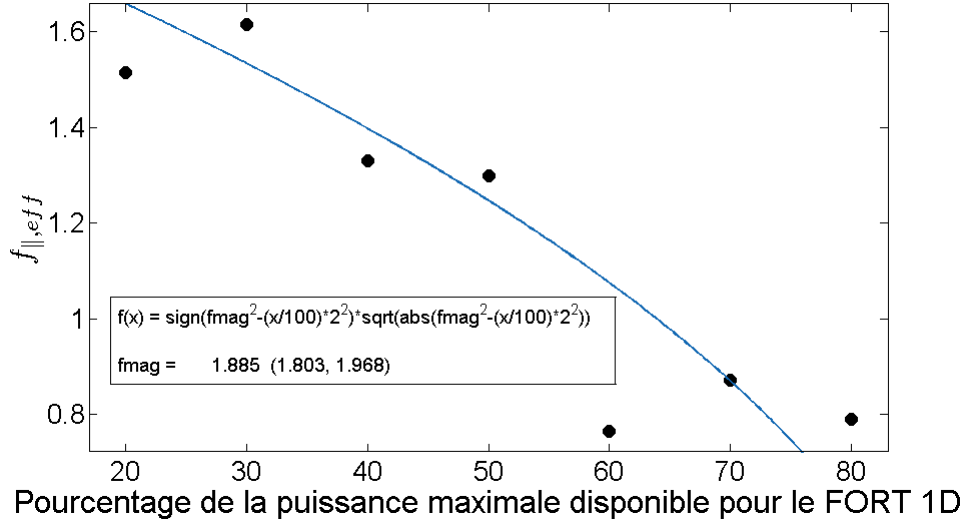


FIGURE 4.10 – Détermination de la fréquence d’anti-confinement magnétique grâce aux mesures à haut champ de la position du nuage au cours du temps dans le piège optique.

1 dans le FORT 1D sera lâché dans ce dernier en coupant le FORT 1. La vitesse acquise par les atomes évoluant librement dans le piège unidimensionnel dépend de la position de l’échantillon par rapport à la position du waist du piège optique 1D, ainsi que de l’inclinaison de ce même piège. Notons d l’écart au waist du croisement entre le FORT 1 et le FORT 1D et g' la gravité effective ressentie par les atomes en raison notamment de l’inclinaison du piège. Il est donc nécessaire, afin de contrôler la vitesse du nuage d’atomes, de déterminer ces deux paramètres dans notre expérience.

Pour ce faire, nous effectuons des mesures d’accélération. Le nuage est préparé dans le croisement entre FORT 1 et FORT 1D (nous détaillerons plus loin le protocole expérimental exact) puis le FORT 1 est coupé. Les atomes effectuent un temps de vol dans le piège unidimensionnel. Leur accélération a_{cc} s’écrit :

$$a_{cc} = g' - (2\pi f_{||,opt})^2 d \quad (4.35)$$

si l’on suppose qu’elle reste constante durant le temps de vol considéré. Nous verrons a posteriori que cette approximation est raisonnable pour nos mesures. Le croisement des pièges optiques est aligné avec le zéro du gradient champ magnétique. On suppose donc que les atomes partent du centre du piège magnétique équivalent nous donnant l’anti-confinement magnétique étudié précédemment. La fréquence du piège optique s’écrit, en fonction du pourcentage de puissance $\%P$ utilisé : $f_{||,opt}^2 = \frac{\%P}{100} f_{||,opt,100\%}^2$. En prenant des mesures d’accélération dans le piège 1D en fonction du pourcentage de puissance utilisé pour ce dernier, on devrait donc obtenir une droite ajustable par le modèle suivant :

$$a = g' - \frac{4\pi^2 f_{||,opt,100\%}^2 d}{100} \%P \quad (4.36)$$

La pente de cette droite nous donnera le paramètre d et nous pourrions déterminer la force constante ressentie par les atomes g' grâce à son ordonnée à l’origine. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 4.11. Des données ont été prises pour deux temps de vol différents dans le piège unidimensionnel, à savoir 50 ms et 70 ms.

Ces résultats montrent que le croisement entre FORT 1 et FORT 1D, d’où partent les atomes, se situe à $d = 400 \pm 30 \mu\text{m}$ du waist du piège optique unidimensionnel. Par

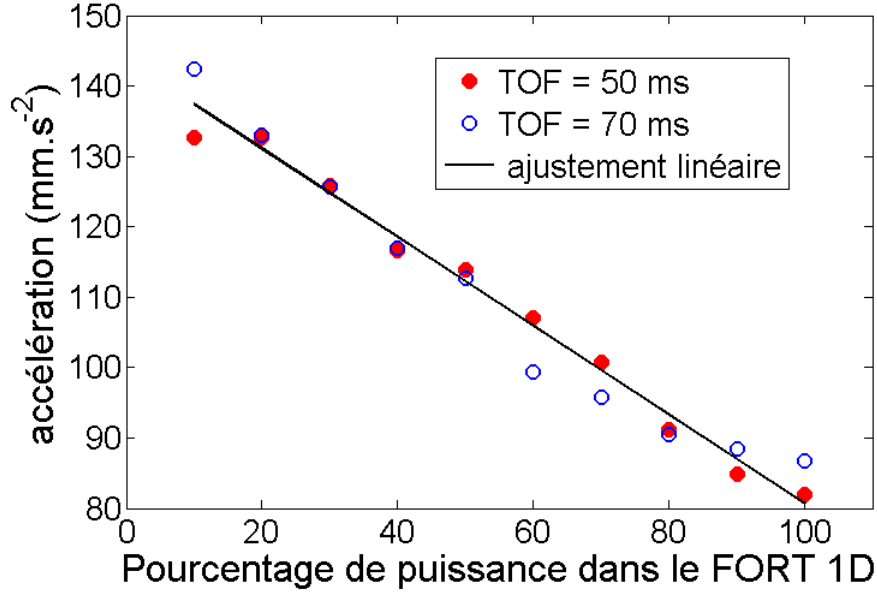


FIGURE 4.11 – Mesures de l'accélération du nuage dans le piège 1D en fonction du pourcentage de puissance utilisé pour ce dernier, pour deux temps de vol dans le piège (50 ms et 70 ms). L'ajustement linéaire représenté par la droite noire utilise le modèle 4.36. La pente de la droite vaut $0,63 \pm 0,05 \text{ mm.s}^{-2}.(\%P)^{-1}$ et son ordonnée à l'origine $143,7 \pm 0,5 \text{ mm.s}^{-2}$.

ailleurs, les deux jeux de données pour les deux temps de vol considérés sont ajustés par la même droite. L'approximation consistant à supposer l'accélération constante est donc vérifiée pour les temps de vol choisis.

Les mesures montrent également que l'inclinaison du piège correspond à 1,4 % de la gravité, ce qui équivaudrait à un décalage vertical du FORT 1D par rapport au centre des hublots d'environ 2 mm. Or nous savons que géométriquement, le piège est horizontal à moins d'1 mm près. En effet, il a été au préalable aligné à l'aide d'un niveau laser. Nous avons par ailleurs constaté que l'inclinaison effective du piège change lorsqu'on travaille à bas champ magnétique. Nous en concluons qu'il existe une inclinaison magnétique induite par un gradient de champ magnétique non désiré au voisinage des atomes. Ce gradient est très probablement originaire de la pompe ionique à gauche sur la schéma 1.3. Nous ne pouvons donc pas le supprimer et le compenser en inclinant géométriquement le piège optique nous obligerait à retrouver une façon adéquate de faire passer le FORT 1D à travers les hublots ce qui, nous l'avons vu, est difficile. Nous avons donc choisi d'ajouter une bobine afin de le compenser. Nous pourrions ainsi en théorie contrôler la force constante exercée sur les atomes donc la vitesse du nuage dans le FORT 1D.

Nous utilisons une bobine de 150 tours et de 15 cm de diamètre, dans laquelle un courant I_{comp} compris entre 0 A et 10 A peut circuler, placée proche de la chambre de science comme schématisé sur la figure 4.12. Nous pouvons ainsi modifier le gradient de la norme du champ magnétique dans l'axe du piège 1D. Cette dernière est proportionnelle au courant qui circule dans la bobine de compensation. Nous contrôlons ainsi la force constante agissant sur les atomes dans l'axe du FORT 1D.

Afin de calibrer l'accélération donnée aux atomes en fonction du courant qui circule dans la bobine, de nouvelles mesures d'accélération sont faites avec un piège optique utilisant 30 % de la puissance maximale disponible. Les résultats obtenus pour différents

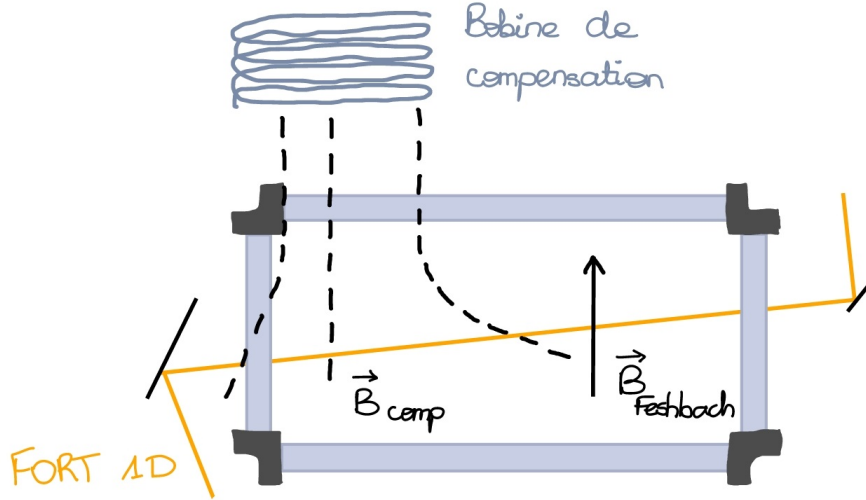


FIGURE 4.12 – Mise en place d’une bobine de compensation afin de contrôler la force constante exercée sur les atomes. Modifier le courant circulant dans la bobine permet de contrôler l’accélération des atomes évoluant dans le piège unidimensionnel.

courants circulant dans la bobine sont présentés sur la figure 4.13. La pente de la droite obtenue correspond à la calibration recherchée et est de $\Delta g = 0,013 \pm 0,0015 \text{ m.s}^{-2}.\text{A}^{-1}$. L’utilisation de cette bobine de compensation nous permettra de contrôler l’accélération des atomes, donc de choisir la vitesse à laquelle ces derniers entreront dans le potentiel désordonné.

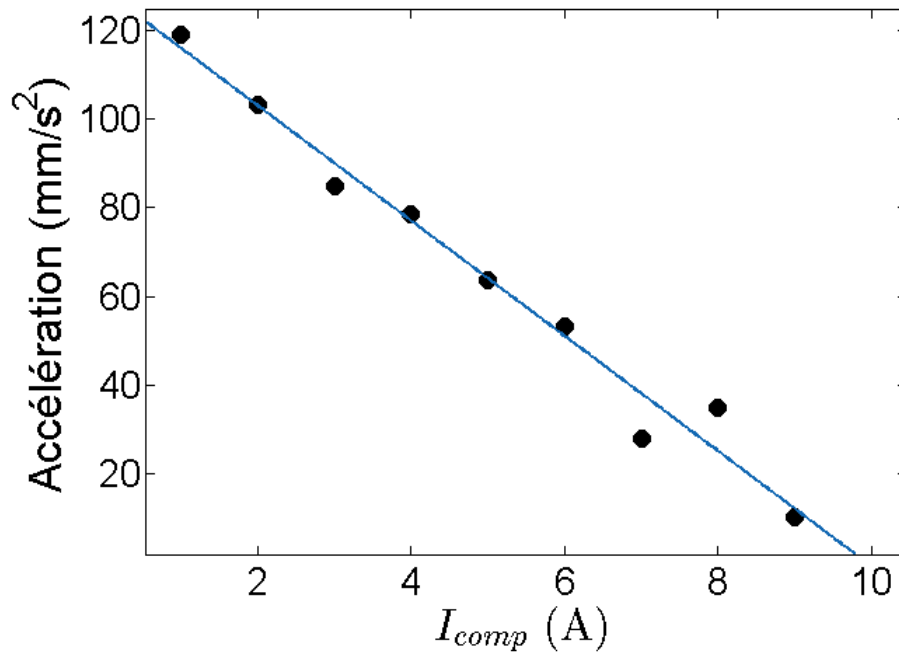


FIGURE 4.13 – Mesures d’accélération du nuage dans le FORT 1D, en utilisant 30 % de la puissance maximale disponible, en fonction du courant circulant dans la bobine de compensation. La pente de la droite ajustant les données correspond à la calibration de l’accélération par ampère donnée aux atomes.

4.3.3 Formation de solitons brillants à vitesse contrôlable

Les deux principales contraintes à respecter afin d'étudier le problème qui nous intéresse semblent respectées. Le piège unidimensionnel peut-être confinant ou expulsant, en fonction de la puissance laser utilisée, grâce à la présence de l'anti-confinement magnétique dans l'axe du piège optique. Le rapport λ du piège effectif ressenti par les atomes est au maximum égal à 1 %, valeur atteinte dans le cas d'un piège optique formé avec 10 % de la puissance disponible (nous n'utiliserons a priori jamais moins). Par ailleurs, la vitesse du nuage arrivant à une position X à un instant t peut être contrôlée grâce à la bobine de compensation installée sur le montage. Nous allons donc détailler le protocole expérimental utilisé pour produire des solitons brillants à vitesse contrôlable.

Protocole expérimental pour la production de solitons brillants de ^{39}K

Dans l'expérience, le gaz de ^{39}K est préparé dans le piège croisé FORT 1 + FORT 2 pour l'évaporation comme détaillé dans les deux premiers chapitres de ce manuscrit. L'idée est ensuite de transférer le nuage refroidi dans le croisement entre le FORT 1 et le FORT 1D. Expérimentalement, nous avons constaté qu'il est difficile de transférer un condensat de façon stable et contrôlée. Nous avons donc décidé de stopper l'évaporation dans le piège croisé FORT 1 + FORT 2 juste avant d'atteindre la condensation. Le nuage froid mais encore thermique est alors transféré dans le croisement FORT 1 + FORT 1D. Pour ce faire, le piège unidimensionnel est allumé en 300 ms jusqu'à atteindre 40 % de la puissance maximale disponible puis le FORT 2 est éteint en 200 ms. L'évaporation est ensuite achevée dans le croisement FORT 1 + FORT 1D. Une fois le condensat obtenu, la longueur de diffusion peut être modifiée à loisir le long de la résonance située à 560 Gauss afin de produire un gaz parfait ($a = 0$ pour $B = 500,5$ Gauss) ou bien de former des solitons brillants ($a < 0$).

La figure 4.14 montre l'expansion du nuage d'atomes dans le piège 1D utilisant 20 % de la puissance maximale disponible au cours de sa propagation. D'une part, le soliton (image du bas) ne semble pas changer de taille une fois que la partie thermique du nuage a disparu. D'autre part, le piège utilisé est globalement expulsant avec une fréquence $|f_{\parallel,eff}| = 1,7$ Hz. Ainsi, si l'on observe une expansion moins importante pour un gaz en interactions que pour un gaz parfait, ce premier gaz est nécessairement auto-confiné : il s'agit d'un soliton.

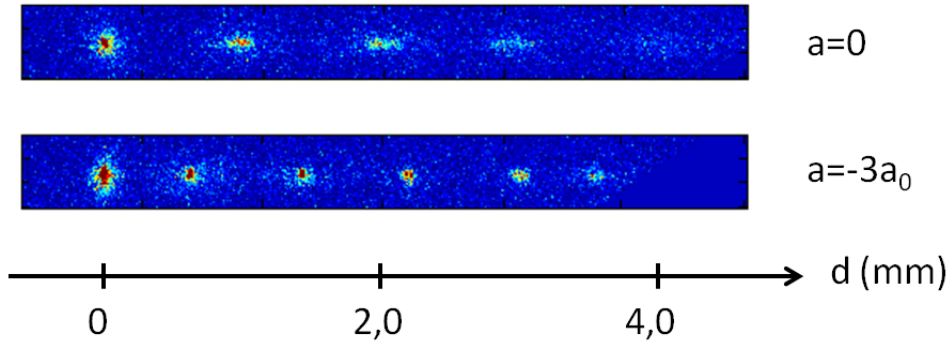


FIGURE 4.14 – Images du nuage d'atomes évoluant dans un piège 1D expulsant, pour deux valeurs de la longueur de diffusion. L'image du haut correspond à un gaz parfait. L'image du bas montre qu'un soliton a été formé dans le piège 1D.

Contrôle de la vitesse du soliton dans le piège unidimensionnel

Afin de confirmer que nous sommes bien capables de contrôler la vitesse du nuage dans le piège 1D grâce à la bobine de compensation mise en place, nous observons la position d'un soliton dans le piège en fonction du temps sur la figure 4.15. Dans un cas les données sont prises sans compensation magnétique, dans l'autre cas un courant de 7 A circule dans la bobine. On observe effectivement un ralentissement du nuage.

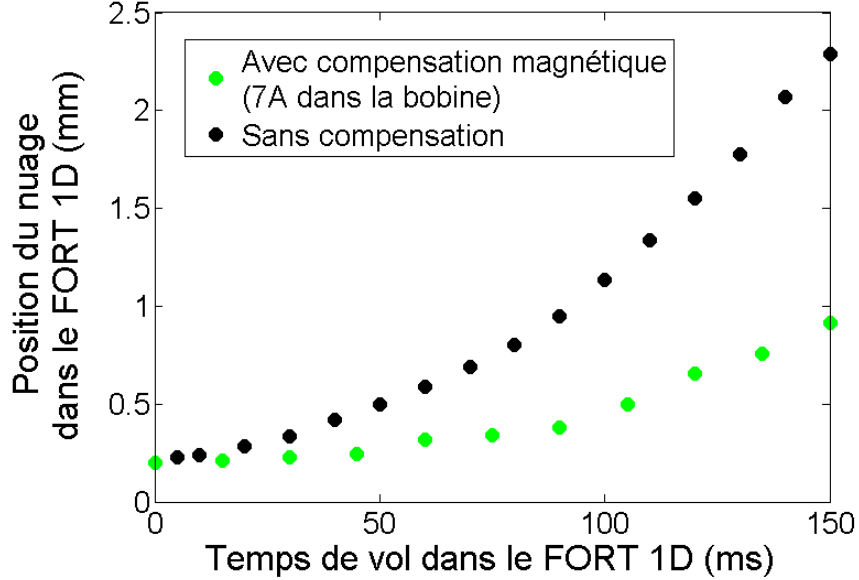


FIGURE 4.15 – Contrôle de la vitesse du soliton se propageant dans le piège unidimensionnel grâce à la bobine de compensation. En faisant circuler 7 A dans la bobine nous sommes capable de ralentir le soliton.

Nous devons à présent déterminer une procédure fiable afin de lâcher le soliton à la vitesse voulue de façon reproductible dans le piège 1D.

En produisant dans notre expérience les premiers solitons de ^{39}K , nous souhaitons observer une manifestation spectaculaire de l'effet des interactions entre atomes lors de la propagation d'un gaz quantique unidimensionnel dans un potentiel désordonné. Compte tenu des paramètres expérimentaux atteignables dans notre expérience, il est théoriquement possible de montrer que pour une vitesse v adéquate du nuage dans le désordre, un gaz parfait localise au sens d'Anderson au bout d'un certain temps tandis qu'un soliton se propage sans déformation.

La mise en place d'un piège unidimensionnel, dont la caractérisation a été présenté dans cette section, ainsi que l'utilisation d'une bobine créant une force constante sur les atomes, nous permettent de contrôler la vitesse du nuage. Afin de poursuivre cette étude, nous devons à présent ajouter le désordre, produit grâce à un champ de speckle laser, sur l'échantillon atomique.

Conclusion

Au cours de mes trois années de thèse, nous avons commencé par réaliser la première condensation tout optique du ^{39}K . L'utilisation de cette espèce atomique est motivée dans notre cas par le contrôle des interactions qu'elle permet via l'utilisation de résonances de Feshbach. Des méthodes astucieuses permettant un refroidissement dissipatif efficace, notamment pour les atomes présentant une structure hyperfine étroite, ont été mises en place dans notre expérience. Principalement basées sur l'utilisation de lumière D1 afin de tirer parti de la présence d'états noirs, elles nous ont permis d'obtenir un échantillon assez dense et froid pour charger efficacement un piège optique directement depuis les mélasses [23].

Moyennant un tri des états de spins présents dans le nuage afin d'utiliser l'une des résonances de Feshbach disponibles pour le ^{39}K , nous avons pu contourner les mauvaises propriétés de collisions de cette espèce atomique et ainsi réaliser une évaporation efficace aboutissant à la production de condensats toutes les 7 s. Au final, nous avons développé un protocole rapide et performant permettant de produire des gaz dégénérés de ^{39}K [46]. Ces résultats, également présentés dans la thèse de G. Salomon [19], peuvent s'appliquer en particulier pour refroidir des espèces atomiques pour lesquelles les méthodes usuelles se révèlent inefficaces. Par ailleurs, la rapidité du refroidissement tout optique en fait un candidat idéal pour atteindre la dégénérescence quantique dans des expériences nécessitant un taux de répétition important.

Non contents d'utiliser les résonances de Feshbach afin d'évaporer efficacement jusqu'à la condensation, nous avons par la suite chercher à distinguer expérimentalement les résonances prévues de façon théorique, notamment par A. Simoni avec qui nous collaborons dans ce cadre. Nous avons ainsi observé, en plus des résonances bien connues en onde s , des résonances en onde p ainsi qu'une résonance en onde d qui n'avaient jamais été étudiées expérimentalement. Observées dans divers mélanges de spins, ces résonances nous ont permis de calibrer précisément le champ magnétique homogène produit dans notre expérience. Une fois leur position connue, elles peuvent également servir de sonde afin d'étudier une composition incertaine d'un mélange de spin. Enfin, pointer expérimentalement les positions en champ magnétique de résonances prédites théoriquement peut permettre d'affiner les calculs théoriques des potentiels moléculaires.

Par ailleurs, la résonance en onde d observée à 394 Gauss dans le cadre de ces études présente un comportement peu usuel. La largeur ainsi que la valeur maximale du taux de pertes au voisinage de cette résonance augmentent lorsque la température du gaz augmente, contrairement au cas plus habituel de résonances de Feshbach larges en onde s . L'étude plus approfondie de ce taux de pertes nous a permis de mettre en évidence l'étroitesse de la résonance de Feshbach considérée, ainsi que les mécanismes de collisions en jeu. Les pertes observées résultent ainsi d'un processus en deux étapes dont les temps ca-

ractéristiques sont du même ordre de grandeur : deux atomes entrent en collision en onde d afin de former une molécule, dissociée par la suite via une collision avec un troisième atome du gaz.

Nous pouvons ainsi produire des gaz quantiques de ^{39}K à interactions contrôlables. En modifiant la longueur de diffusion au voisinage d'une résonance de Feshbach, choisie large pour une meilleure précision, nous avons ainsi accès au comportement d'un gaz dégénéré dans divers régimes.

Dans le cas d'interactions entre atomes répulsives ($a > 0$), nous avons étudié l'expansion d'un condensat de Bose-Einstein dans le crossover dimensionnel 1D-3D. Nous avons ainsi éprouvé notre contrôle des interactions sur un phénomène connu. Dans le régime $a < 0$, les interactions attractives entre atomes du gaz peuvent compenser la dispersion due à leur énergie cinétique et ainsi former, dans un piège unidimensionnel, un gaz auto-confiné longitudinalement, appelé soliton brillant.

L'objectif à moyen terme de notre équipe est d'étudier les effets conjoints du désordre et des interactions entre atomes dans les gaz dégénérés en dimensions réduites. Pour un désordre bien choisi, un gaz sans interactions dans un piège unidimensionnel va localiser au sens d'Anderson au bout d'un temps fini tandis que l'on s'attend à ce qu'un soliton arrivant à la même vitesse dans un désordre identique se propage indéfiniment sans déformation. Nous souhaitons ainsi mettre en évidence l'effet spectaculaire d'un faible changement des interactions entre atomes (de l'ordre de quelques rayons de Bohr) sur la propagation d'une onde de matière dans un milieu désordonné à une dimension. La dernière section de ce manuscrit est consacrée à la mise en place expérimentale du piège unidimensionnel adéquat pour l'étude de ce phénomène. Nous avons produit dans ce piège les premiers solitons brillants de ^{39}K . Notre objectif à court terme est à présent d'ajouter du désordre sur le système pour poursuivre l'étude.

Dans un second temps, le contrôle des interactions dans les gaz quantiques de ^{39}K que produit notre expérience pourrait nous permettre d'étudier plus avant des phénomènes à deux dimensions. En effet, la localisation d'Anderson 2D n'a encore jamais été observée expérimentalement de façon directe dans un gaz d'atomes ultra-froids même si récemment, un système équivalent au modèle d'Anderson 2D, utilisant des atomes froids dans une expérience de « kicked-rotor », a été étudié à Lille [79]. Par ailleurs, l'étude des effets conjoints du désordre et des interactions sur la transition superfluide à deux dimensions pourraient permettre d'avoir des indications sur les mécanismes microscopiques en jeu dans ce cadre.

Publications

Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density

G. SALOMON¹, L. FOUCHÉ¹, P. WANG^{1(a)}, A. ASPECT¹, P. BOUYER² and T. BOURDEL^{1(b)}

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud - 2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*

² *LP2N, Univ Bordeaux 1, IOGS, CNRS - 351, Cours de la Libération, 33405 Talence, France*

received 4 October 2013; accepted in final form 20 December 2013

published online 13 January 2014

PACS 37.10.De – Atom cooling methods

PACS 37.10.Gh – Atom traps and guides

PACS 67.85.-d – Ultracold gases, trapped gases

Abstract – We present new techniques in cooling ^{39}K atoms using laser light close to the D1 transition. First, a new compressed-MOT configuration is taking advantage of gray-molasses-type cooling induced by blue-detuned D1 light. It yields an optimized density of atoms. Then, we use pure D1 gray molasses to further cool the atoms to an ultra-low temperature of $6\ \mu\text{K}$. The resulting phase-space density is 2×10^{-4} and will ease future experiments with ultracold potassium. As an example, we use it to directly load up to 3×10^7 atoms in a far detuned optical trap, a result that opens the way to the all-optical production of potassium degenerate gases.



Copyright © EPLA, 2013

Introduction. – Ultracold atomic gases are used for the study of quantum many-body physics in strongly interacting samples [1,2]. From this point of view potassium and lithium are two alkali of special interest because of the existence of both fermionic and bosonic isotopes and of broad Feshbach resonances at low magnetic fields that allow one to tune the inter-particle interactions [3–9]. Except for ^{40}K [10], these atoms however suffer from narrow hyperfine structures in their D2 excited state (see fig. 1) preventing from efficient sub-Doppler cooling with light far red-detuned from the cycling transition [11,12].

Several techniques have been used in order to overcome this limitation. Precise tuning of the lasers close to resonance on the D2 line has allowed one to reach sub-Doppler temperatures around $25\ \mu\text{K}$ in ^{39}K [13,14]. Narrow-line laser cooling was also demonstrated for both lithium [15] and potassium [16]. Recently, even lower temperatures were obtained in gray-molasses cooling [17] on the D1 transition for both lithium [18] and potassium [19,20] ($12\ \mu\text{K}$ for ^{39}K [20]). In this paper, we demonstrate a yet lower temperature of $6\ \mu\text{K}$ in D1 gray molasses and we also show that D1 light can be used to optimize previous steps of the optical cooling sequence.

Gray molasses combine two effects, *i.e.* velocity selective coherent population trapping (VSCPT) [21] and Sisyphus

cooling [22]. The atoms are optically pumped in a dark state, whose departure rate varies with the square of the atom velocity, leading to less diffusion for slow atoms (VSCPT). This motional coupling to bright states happens so that the atoms repeatedly climb up the dipole potential hills in the bright states before being pumped back to the dark state (Sisyphus cooling).

The paper is organized as follows. After a description of the *experimental setup*, we explain how D1 light can improve the phase-space density of optically captured atoms. First, a new type of *hybrid D1-D2 compressed-MOT* [23] combines blue-detuned D1 light, which induces gray-molasses Sisyphus cooling on the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition, and red-detuned D2 repumping light, which gives the trapping force. It is characterized by a higher density and a much lower temperature as compared to standard compressed-MOT using only D2 light [13,14]. We then show deep sub-Doppler cooling in pure *D1 gray optical molasses*. By ramping down the optical power, we cool all atoms to $6\ \mu\text{K}$, far below the previously obtained temperatures in optically cooled potassium [19,20]. We finally report the direct *loading of an optical dipole trap* at a phase-space density of 3×10^{-4} (see footnote ¹). This result opens the route to an all-optical production of a degenerate ^{39}K quantum gas.

^(a)Present address: Institute of Opto-Electronics, Shanxi University - Taiyuan 030006, PRC.

^(b)E-mail: thomas.bourdel@institutoptique.fr

¹The given phase-space density does not take into account the different internal states.

Table 1: Experimental parameters during the various experimental sequences. $\Gamma/2\pi = 6$ MHz is the natural linewidth of the excited state, $I_S = 1.75 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ is the saturation intensity. The intensities are given at the center of a single beam. The magnetic field gradient in the MOT with D1 light and in the hybrid D1-D2 compressed-MOT (CMOT) is $9 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ in the strong direction. We report the atom number N , the optimum temperature T , the density n and the phase-space density ϕ (see footnote ¹). In our setup, the different cooling steps using D1 light permit us a fiftyfold improvement in the phase-space density as compared to methods using only D2 light.

Sequences	δ_{2C}/Γ	I_{2C}/I_S	δ_{2R}/Γ	I_{2R}/I_S	δ_{1C}/Γ	I_{1C}/I_S	δ_{1R}/Γ	I_{1R}/I_S	$N(10^9)$	$T(\mu\text{K})$	$n(\text{cm}^{-3})$	ϕ
MOT with D1 light (7 s)	-9	5	-2.7	3.5	0	1.5	0	0.5	2	$\sim 10^4$	—	—
D1-D2 CMOT (7 ms)	—	—	-1.7	0.5	3.5	3.5	—	—	1.5	200	1.3×10^{11}	10^{-6}
D1 gray molasses (7 ms)	—	—	—	—	3.5	3.5 to 0.2	3.5	1.2 to 0.07	1.5	6	1.3×10^{11}	2×10^{-4}

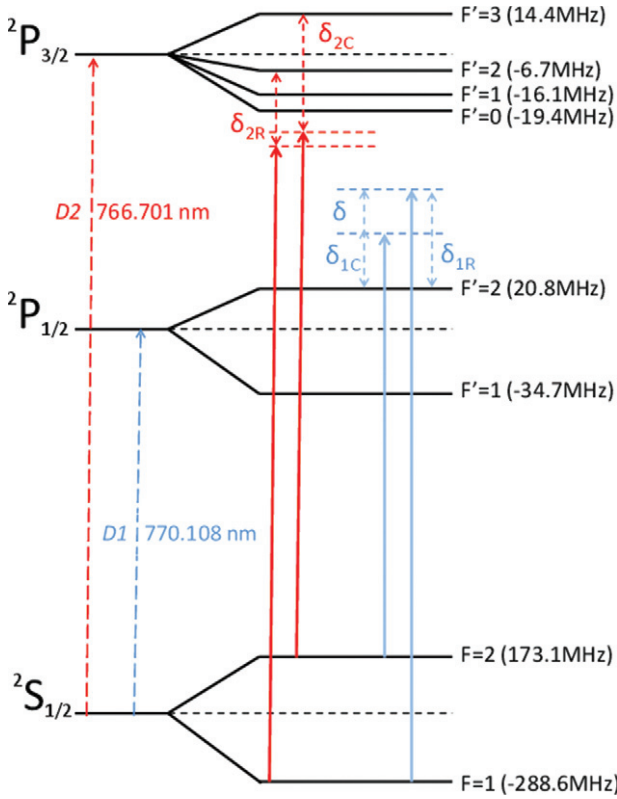


Fig. 1: (Color online) Lowest energy levels of ^{39}K atoms. The laser detunings δ_1 and δ_2 relative to the D1 and D2 optical transitions are shown. The subscripts R and C refer to the repumping transitions from the $F = 1$ ground state and to the cooling transitions from the $F = 2$ ground state.

Experimental setup. — Our experimental setup is composed of two chambers similar to those previously used for Bose-Einstein condensation of ^{87}Rb [24]. A two-dimensional magneto-optical trap (2D-MOT) in the collection chamber loads a three-dimensional (3D) MOT in the science chamber. The ^{39}K partial pressure in the collection chamber is kept at 10^{-8} mbar by heating an oven filled with metallic potassium at 100°C and the whole chamber at 50°C . In the science chamber the background pressure is kept at 10^{-10} mbar thanks to differential pumping. The D2 laser system is composed of a telecom fiber diode, a 2 W erbium-doped fiber amplifier (Manlight), a 50/50 fiber splitter and two periodically poled lithium niobate

waveguides (NTT Electronics) in order to produce two 100 mW beams at 767 nm [25]. Acousto-optic modulators are then used to tune the beam frequencies around the principal and repumping frequencies before recombination and injection into two 1.5 W tapered amplifiers for the 2D- and 3D-MOT.

The D1 cooling light (770 nm) is produced by a semiconductor laser diode in an interference-filter-stabilized extended cavity setup [26], which is then further amplified in a tapered amplifier. An electro-optic modulator (Qubig) is used to produce the repumping frequency. Both D1 and D2 cooling beams are then superimposed with only 10% losses using a 1 nm bandwidth interference filter (Radiant Dyes Laser). The beam containing all four frequencies (needed for D1 and D2 cooling) in the same linear polarization is then sent into a 1 to 6 fiber cluster (Shäfter-Kirchhoff). In order to produce the MOT beams, each fiber output port is then circularly polarized and collimated to a waist radius of 9 mm, with a clear aperture of 24 mm. This setup allows for an independent control of the D1 and D2 cooling frequencies and powers (see fig. 1).

Hybrid D1-D2 compressed-MOT. — Our experiment starts with loading a 3D-MOT. Surprisingly, adding exactly resonant D1 light at this stage results in an increase of the number of trapped atoms from 1.3×10^9 to 2×10^9 (see table 1). Whereas the resonant D1 light is responsible for an increase of the fluorescence rate by 25% it also causes an increase of the MOT size due to stronger photon reabsorption. As a consequence of the lower density, we observe a reduction of the rate of light assisted two body losses [27,28] on the MOT decay. This leads to an increased number of atoms in the MOT.

We then implement a new type of compressed-MOT. It uses both D1 light, which is blue-detuned from the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition, and D2 repumping light, which is red-detuned from the $F = 1 \rightarrow F' = 2$ transition (see fig. 1 and table 1). We observe a reduction of the rms size of the cloud from 1.4 mm (in a D2 compressed-MOT with a large detuning of the cooling beam) to 0.9 mm, corresponding to an increase of a factor ~ 4 in the peak density. The temperature is then below $200 \mu\text{K}$ as compared to 2 mK in a D2 compressed-MOT indicating a more efficient cooling process.

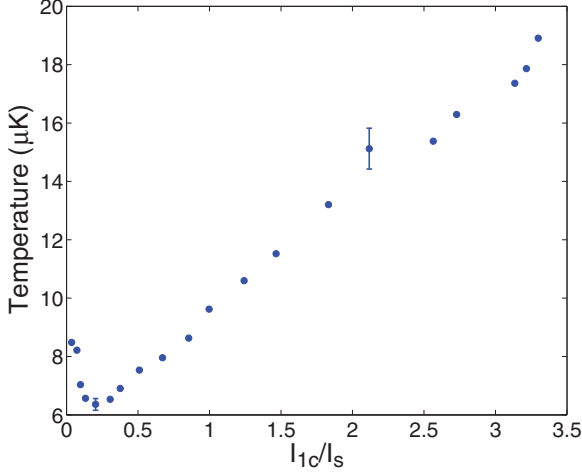


Fig. 2: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of the D1 peak intensity per beam. The D1 repumping intensity corresponds to one third of the cooling intensity.

Our interpretation is the following. Close to resonance from a $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition and for any light polarization, there is a dark state and four bright states, which are coherent superpositions of Zeeman sublevels. Motional coupling from the dark state to bright states takes place due to polarization gradients in our 3D $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration. As a consequence, a gray-molasses-type cooling occurs for D1 light blue-detuned from the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition [19]. The magnetic field of the order of one gauss in the trapping region is not high enough to immediately destroy the coherence of the dark state and allows Sisyphus cooling cycles to take place. This explains our observed low temperature in the compressed-MOT. Red-detuned D2 light is used to repump the atoms. In combination with the magnetic field gradient, it also leads to the only trapping force in our hybrid compressed-MOT. Furthermore, we have observed that better compression is obtained when reducing the repump intensity below the saturation intensity (see table 1). This is crucial in order to reduce photon reabsorption, a process which limits the density. For the optimal parameters, we observe a fluorescence rate in our hybrid D1-D2 compressed-MOT that is five times lower than in our MOT².

D1 gray optical molasses. – For the last cooling step, we use bichromatic beams in a Λ -configuration from the two $F = 1$ and $F = 2$ hyperfine ground states to the blue side of the D1 line, a setup which permits deep sub-Doppler cooling [18–20]. This technique is first taking advantage of the gray-molasses cooling mechanism on the D1 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition, which is also at play in our compressed-MOT. Moreover, the two light fields at the Raman condition $\delta_{1C} = \delta_{1R} = \Delta$ introduce new dark states which are coherent superpositions of the $F = 1$ and $F = 2$ sublevels as in electromagnetically

²40% (60%) of atoms are in the $F = 2$ ($F = 1$) manifold at the optimal parameters.

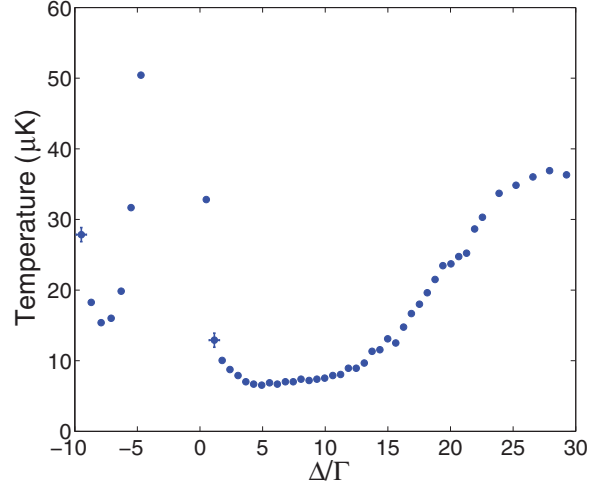


Fig. 3: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of the global detuning Δ of the D1 cooling beams. $\Delta = 0$ corresponds to being on resonance with the D1 $F' = 2$ state. $\Delta = -9.3\Gamma$ corresponds to being on resonance with the D1 $F' = 1$ state.

induced transparency [29]. There are thus additional possible gray-molasses cooling cycles, which lead to even lower temperatures. Experimentally, we have found that a repumping to cooling intensity ratio of one third is optimal [20].

We first set $\delta_{1C} = \delta_{1R} = \Delta = 2\pi \times 21 \text{ MHz} = 3.5\Gamma$ and study the influence of the D1 light intensity. With a D1 peak intensity per beams of $3.5 I_S$, all atoms from the compressed-MOT are captured by the optical molasses and cooled below $25 \mu\text{K}$ in less than 2 ms. This shows the great cooling efficiency and the large capture range of the gray-molasses technique. We thus do not need a precooling stage using D2 molasses. In order to reach lower temperatures, we then ramp down the D1 power linearly in 7 ms. During this time, the atom expansion is negligible compared to the initial size of the compressed-MOT cloud. In fig. 2, we present the final temperature as a function of the final D1 molasses power. We find that the temperature decreases linearly with the final optical power for sufficiently high intensity. This may be understood, in analogy with the behavior of bright molasses, from the reduction of the induced light shifts in the dressed state picture [18]. For a cooling laser intensity of $0.2 I_S$, we find a minimal temperature of $\sim 6 \mu\text{K}$ which is a factor two below previously achieved temperatures [20]. If we start directly with this low intensity, the capture velocity of the gray molasses is reduced and only 10% of the atoms from the hybrid D1-D2 compressed-MOT are efficiently cooled (only $\sim 1.5\%$ from a D2 compressed-MOT at 2 mK). These are cooled to the same temperature of $6 \mu\text{K}$ showing the absence of density effect. The others are lost, revealing the importance of the power ramp to dynamically tune the velocity capture range. At lower intensity, the cooling mechanism is not efficient enough and the observed temperature increases.

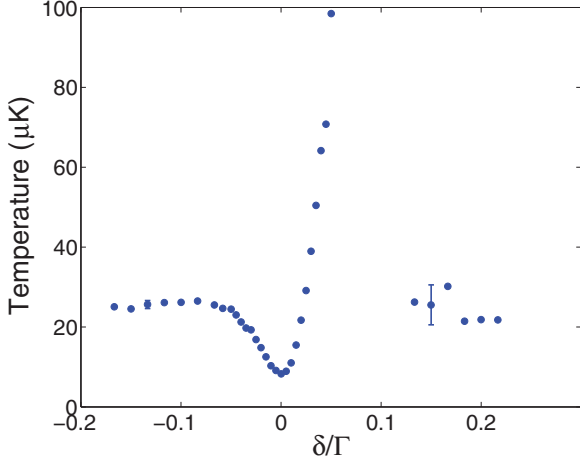


Fig. 4: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of Raman detuning δ . Deep cooling is found at the Raman resonance. The cooling at 25 μK observed on both sides of the resonance is attributed to the gray-molasses mechanism working on the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition.

In fig. 3, we then study the temperature as a function of the global detuning Δ of the D1 cooling beams. For positive detunings, we find that cooling works over a broad range. The cooling is found to work best when the detuning $\Delta = \delta_{1C} = \delta_{1R}$ is between 3.5Γ and 7Γ . For negative detunings, cooling also occurs around $\Delta = -7.5\Gamma$. We interpret this as gray molasses working with the $F' = 1$ state. However the minimum temperature obtained at this detuning while optimizing the molasses parameters was about 10 μK . Being too close and red-detuned from the $F' = 2$ state leads to heating [18]. This is confirmed by the fact that red-detuned from the $F' = 1$ state (and thus also from the $F' = 2$ state), no cooling is observed.

Finally, we have also studied the dependance of the final temperature as a function of the Raman detuning $\delta = \delta_{1R} - \delta_{1C}$ (see fig. 4). We observe a narrow feature going from deep cooling at $\delta = 0$ to relative heating at $\delta \approx 2\pi \times 0.4\text{MHz}$, which is characteristic of the gray-molasses Sisyphus mechanism involving the dark states from the Λ configuration [18,20]. Maximum heating is observed when the typical light shift of the bright states corresponds to the Raman detuning such that the atoms are maximally coupled to bright states at the top of the potential hills. Actually, our very narrow feature in δ , as compared to other experiments [18,20], is correlated to a strongly reduced power at the end of the D1 gray molasses.

In addition to the sharp resonant feature close to $\delta = 0$, we observe a background cooling at 25 μK , which we interpret as gray-molasses cooling in the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ manifold without hyperfine coherence. Whereas all the atoms are cooled for $\delta < 0$, only 25% of the cloud is captured by this mechanism for $\delta > 0$ due to the competition between heating and cooling processes. We observe that for $\delta > 0$, groups of atoms tend to accumulate at additional

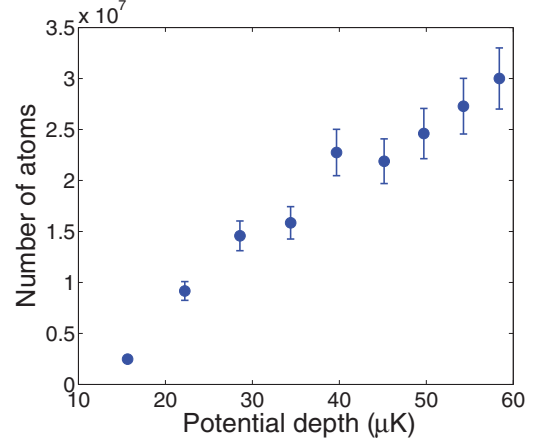


Fig. 5: (Color online) Number of atoms trapped in the optical dipole trap as a function of the optical trap depth.

non-zero velocities proportional to δ . For each of these velocities, the Doppler effect shifts the Raman transition into resonance for a pair of perpendicular beams. This observation directly shows the importance of the Raman dark-state cooling in our system. Experimentally, another way of reducing the coherence of the dark states is to add a magnetic field. We find a very high sensitivity as a function of magnetic field with the temperature increasing as $\Delta T \sim 300(100)\mu\text{K}/\text{G}^2$. Even with such a high sensitivity, it is unlikely that uncontrolled stray magnetic fields are playing a role in our observed minimal temperature.

Loading of an optical trap. – When loading an optical dipole trap, D1 gray-molasses technique has several advantages. As compared to sub-Doppler cooling using the D2 transition [13], it permits us to reach a lower temperature (6 μK compared to 25 μK) and a higher phase-space density (2×10^{-4} (see footnote ¹) compared to 1.5×10^{-5} in [13]). These two ingredients are crucial for efficient loading of an optical trap. In addition, we expect the trapping laser not to disturb the gray molasses because its induced light shift affects the rather insensitive global detuning Δ of the D1 molasses and not the critical Raman detuning δ . Experimentally, we focus a single trapping beam at 1550 nm down to 140 μm on the molasses. We then switch off the molasses beams and keep the optical trap on during 80 ms to let the radially untrapped atoms fall under gravity (see fig. 5). The observed number of trapped atoms increases with the laser intensity or equivalently with the trap depth. This is expected from a larger region with a light-shift potential larger than the molasses temperature. At low potential depth (below 20 μK), gravity is not any more negligible and the actual trap depth in the vertical direction is further reduced (eventually to $\sim 6\mu\text{K}$, *i.e.* the molasses temperature, for a potential depth of 15 μK) explaining a lower trapped atom number. For the maximum power of 22 W in the trapping beam, 3×10^7 atoms are captured at a temperature of 18 μK . The phase-space

density at this stage is 3×10^{-4} , which corresponds to a fifteen-fold gain as compared to the value we had in a similar configuration in a rubidium experiment producing Bose-Einstein condensates with 1.5×10^5 atoms [24].

Conclusion. – In conclusion, we show that using D1 cooling beams in addition to D2 cooling beams in experiments with potassium permits us to increase the number of atoms in the MOT, to achieve a higher density in a new type of hybrid D1-D2 compressed-MOT and to greatly reduce the temperature to $6 \mu\text{K}$ in Λ -enhanced D1 optical molasses. Although some questions remain for example about the origin of the minimal temperature in D1 gray molasses, the obtained phase-space density up to 2×10^{-4} in an optically cooled sample will certainly ease future ultracold potassium experiments. Moreover, our methods are quite general and are likely to be efficient for a variety of atomic species including those with a narrow D2 hyperfine structure. Direct transfer from the optically cooled sample to an optical trap can then be made quite efficient and all-optical cooling of potassium atoms to quantum degeneracy should be possible, simplifying existing techniques using a mixture [30,31] or an intermediate magnetic trap [32]. D1 gray molasses could also be useful to extend single atom fluorescence imaging [33,34] to lithium or potassium.

We acknowledge F. MORON, A. VILLING, and O. LESAGE for technical assistance, F. CHEVY, C. S. UNNIKRISHNAN for discussions. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR-12-BS04-0022-01, RTRA: Triangle de la physique, iSense, ERC senior grant Quantatop. LCFIO is member of IFRAF.

Editor's Note: Although not directly linked to poster work presented at a workshop in Leiden in 2013 the content of this article is related. G. SALOMON was awarded an EPL prize for that poster presentation.

REFERENCES

- [1] BLOCH I., DALIBARD J. and ZWERGER W., *Rev. Mod. Phys.*, **80** (2008) 885.
- [2] BLOCH I., DALIBARD J. and NACIMBÈNE S., *Nat. Phys.*, **8** (2012) 267.
- [3] HOUBIERS M., STOOF H. T. C., McALEXANDER W. I. and HULET R. G., *Phys. Rev. A*, **57** (1988) R1497.
- [4] JOCHIM S., BARTENSTEIN M., HENDL G., HECKER DENSCHLAG J., GRIMM R., MOSK A. and WEIDEMÜLLER W., *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 273202.
- [5] KHAYKOVICH L., SCHRECK F., FERRARI G., BOURDEL T., CUBIZOLLES J., CARR L. D., CASTIN Y. and SALOMON C., *Science*, **296** (2002) 1290.
- [6] STRECKER K. E., PARTRIDGE G. B., TRUSCOTT A. G. and HULET R. G., *Nature*, **417** (2002) 150.
- [7] BOHN J. L., BURKE J. P., GREENE C. H., WANG H., GOULD P. L. and STWALLEY W. C., *Phys. Rev. A*, **59** (1999) 3660.
- [8] LOFTUS T., REGAL C. A., TICKNOR C., BOHN J. L. and JIN D. S., *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 173201.
- [9] D'ERRICO C., ZACCANTI M., FATTORI M., ROATI G., INGUSCIO M., MODUGNO G. and SIMONI A., *New J. Phys.*, **9** (2007) 223.
- [10] MODUGNO G., BENK C., HANNAFORD P., ROATI G. and INGUSCIO M., *Phys. Rev. A*, **60** (1999) R3373; CATALIOTTI F. S., CORNELL E. A., FORT C., INGUSCIO M., MARIN F., PREVEDELLI M., RICCI L. and TINO G. M., *Phys. Rev. A*, **57** (1998) 1136.
- [11] MEWES M.-O., FERRARI G., SCHRECK F., SINATRA A. and SALOMON C., *Phys. Rev. A*, **61** (1999) 011403(R).
- [12] FORT C., BAMBINI A., CACCIAPUOTI L., CATALIOTTI F. S., PREVEDELLI M., TINO G. M. and INGUSCIO M., *Eur. Phys. J. D*, **3** (1998) 113.
- [13] LANDINI M., ROY S., CARCAGN L., TRYPOGEORGOS D., FATTORI M., INGUSCIO M. and MODUGNO G., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 043432.
- [14] GOKHROO V., RAJALAKSHMI G., EASWARAN R. K. and UNNIKRISHNAN C. S., *J. Phys. B*, **44** (2011) 115307.
- [15] DUARTE P. M., HART R. A., HITCHCOCK J. M., CORCOVILOS T. A., YANG T.-L., REED A. and HULET R. G., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 061406(R).
- [16] MCKAY D. C., JERVIS D., FINE D. J., SIMPSON-PORCO J. W., EDGE G. J. A. and THYWISSEN J. H., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 063420.
- [17] BOIRON D., TRICHE C., MEACHER D. R., VERKERK P. and GRYNBERG G., *Phys. Rev. A*, **52** (1995) R3425.
- [18] GRIER A. T., FERRIER-BARBUT I., REM B. S., DELEHAYE M., KHAYKOVICH L., CHEVY F. and SALOMON C., *Phys. Rev. A*, **87** (2013) 063411.
- [19] RIO FERNANDES D., SIEVERS F., KRETZSCHMAR N., WU S., SALOMON C. and CHEVY F., *EPL*, **100** (2012) 63001.
- [20] NATH D., EASWARAN R. K., RAJALAKSHMI G. and UNNIKRISHNAN C. S., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 053407.
- [21] ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTET N. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826.
- [22] DALIBARD J. and COHEN-TANNOUDJI C., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2023.
- [23] PETRICH W., ANDERSON M. H., ENSHER J. R. and CORNELL E. A., *J. Opt. Soc. Am. B*, **11** (1994) 1332.
- [24] CLÉMENT J.-F., BRANTUT J.-P., ROBERT-DE-SAINT-VINCENT M., NYMAN R. A., ASPECT A., BOURDEL T. and BOUYER P., *Phys. Rev. A*, **79** (2009) 061406(R).
- [25] STERN G., ALLARD B., ROBERT-DE-SAINT-VINCENT M., BRANTUT J.-P., BATTELLIER B., BOURDEL T. and BOUYER P., *Appl. Opt.*, **49** (2010) 1.
- [26] BAILLARD X., GAUGUET A., BIZE S., LEMONDE P., LAURENT P., CLAIRON A. and ROSENBUSCH P., *Opt. Commun.*, **266** (2006) 609.
- [27] PRENTISS M., CABLE A., BJORKHOLM J. E., CHU S., RAAB E. L. and PRITCHARD D. E., *Opt. Lett.*, **13** (1988) 452.
- [28] MARCASSA L., BAGNATO V., WANG Y., TSAO C., WEINER J., DULIEU O., BAND Y. B. and JULIENNE P. S., *Phys. Rev. A*, **47** (1993) R4563.

- [29] ARIMONDO E., in *Progress in Optics*, edited by WOLF E., Vol. **35** (Elsevier, Amsterdam) 1996, p. 257.
- [30] MODUGNO G., FERRARI G., ROATI G., BRECHA R. J., SIMONI A. and INGUSCIO M., *Science*, **294** (2001) 1320.
- [31] ROATI G., ZACCANTI M., D'ERRICO C., CATANI J., MODUGNO M., SIMONI A., INGUSCIO M. and MODUGNO G., *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 010403.
- [32] LANDINI M., ROY S., ROATI G., SIMONI A., INGUSCIO M., MODUGNO G. and FATTORI M., *Phys. Rev. A*, **86** (2012) 033421.
- [33] BAKR W. S., GILLEN J. I., PENG A., TAI M. E., FÖLLING S. and GREINER M., *Nature*, **462** (2009) 74.
- [34] SHERSON J. F., WEITENBERG C., ENDRES M., CHENEAU M., BLOCH I. and KUHR S., *Nature*, **467** (2010) 68.

All-optical cooling of ^{39}K to Bose-Einstein condensation

G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud - 2, Avenue Augustin Fresnel, F-91127 Palaiseau Cedex, France

(Received 19 July 2014; published 5 September 2014)

We report the all-optical production of Bose-Einstein condensates (BEC) of ^{39}K atoms. We directly load 3×10^7 atoms in a large volume optical dipole trap from gray molasses on the $D1$ transition. We then apply a small magnetic quadrupole field to polarize the sample before transferring the atoms in a tightly confining optical trap. Evaporative cooling is finally performed close to a Feshbach resonance to enhance the scattering length. Our setup allows one to cross the BEC threshold with 3×10^5 atoms every 7 s. As an illustration of the interest of the tunability of the interactions we study the expansion of Bose-Einstein condensates in the one-dimensional to three-dimensional crossover.

DOI: [10.1103/PhysRevA.90.033405](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.033405)

PACS number(s): 37.10.De, 67.85.-d, 37.10.Gh, 05.30.Jp

I. INTRODUCTION

As versatile, extremely well-controlled, and isolated systems, ultracold atoms are widely used for quantum simulation [1]. A key feature in ultracold atom experiments is that interactions are characterized by a unique parameter, i.e., the scattering length, which can be tuned using magnetic Feshbach resonances [2]. In the case of fermions, changing the interaction strength has allowed the study of the BEC-BCS crossover [3–5] as well as the thermodynamical properties of fermionic systems at unitarity [6–8]. The properties of Bose-Einstein condensates (BEC) can also be greatly modified [9–15]. More recently, strongly interacting Bose gases have received special interest both from experimental and theoretical points of view [16–21].

Due to the existence of both fermionic and bosonic isotopes as well as broad Feshbach resonances at low magnetic field, potassium is an attractive alkali [22]. However the most common isotope—the bosonic ^{39}K —suffers from two major limitations. The first one is a narrow hyperfine structure that hinders sub-Doppler cooling using conventional techniques. It has recently been overcome by implementing either bright molasses close to resonance [23] or gray molasses on the $D1$ transition [24,25]. The second limitation is due to a small and negative background scattering length at zero magnetic field, which leads to a minimum of the collision cross section at relatively low energy [23]. As a result, evaporative cooling in a magnetic trap has proved to be inefficient. To circumvent these problems a solution is to use other species to sympathetically cool potassium to quantum degeneracy [13,26]. This, however, demands a second laser system. More recently, pioneering work combining a quadrupole trap and direct transfer to a deep optical dipole trap has led to the Bose-Einstein condensation of ^{39}K in a single species experiment [27].

In this paper, we report the first production of a Bose-Einstein condensate of ^{39}K using an all-optical method [12,28–40], i.e., by direct loading of a dipole trap from gray molasses without the aid of another atomic coolant, nor pure magnetic trapping. Optical cooling and trapping allow us to use the magnetic field to adjust the scattering length to an optimal value. It results in a rapid production of degenerate ultracold gases with tunable interactions.

The paper is organized as follows. The direct loading of a large volume dipole trap from gray molasses is described in

Sec. II. The procedure to obtain a polarized and dense sample is then discussed in Sec. III. The evaporation close to a Feshbach resonance is described in Sec. IV. Finally, the tunability of the interaction is used to study the expansion of BEC in the one-dimensional (1D) to three-dimensional (3D) crossover in Sec. V.

II. DIPOLE TRAP LOADING

The beginning of the experiment is described in [24]. ^{39}K atoms are collected from a vapor in a two-dimensional (2D) magneto-optical trap (MOT), which loads a 3D MOT in a second ultrahigh vacuum chamber. The 3D MOT saturates at 5×10^9 atoms after a 2.5-s loading stage. The cloud is further compressed in a hybrid compressed MOT (CMOT) configuration combining light on the $D1$ and $D2$ transitions. A gray molasses working on the $D1$ transition [24,41,42] then cools the gas down to $T = 6 \mu\text{K}$ (see Table I).

The atoms are loaded in a large dipole trap derived from a 30-W multimode IPG fiber laser ELR-30-1550-LP operating at 1550 nm. The 21-W beam is focused down to a waist radius at $1/e^2$ of $\omega_1 = 150 \mu\text{m}$ and shined on the atoms at the beginning of the molasses phase [35,38,43]. It creates a $U_1 = k_B \times 40 \mu\text{K}$ deep optical potential (k_B is the Boltzmann constant). The highest trapped atom number of 3×10^7 is obtained for the laser parameters leading to the coldest gray molasses. This is expected as the induced light shifts of the order of a few megahertz are small compared to the laser detunings and moreover do not affect the Raman condition between the hyperfine ground states in the gray molasses [24].

As compared to a sudden loading at the end of the molasses phase, the superposition of the optical trap with the gray molasses leads to a doubling of the number of captured atoms. We cannot collect more atoms using longer superposition times than ~ 10 ms, an effect which we interpret as a density-dependent efficiency of the gray molasses limited by photon reabsorption (above $\sim 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) [44]. Our transferred atom number of 3×10^7 roughly matches an estimation given by the number of atoms being at a position where their kinetic energy does not exceed the local trap depth [45]. This is consistent with our optimization of the captured atom number by increasing the trap waist up to $150 \mu\text{m}$. For even larger waists, gravity plays an important role and hinders an efficient trapping.

TABLE I. Experimental parameters during the steps preceding evaporation. We report the atom number N , the temperature T , the density n , the phase space density D , the magnetic field gradient in the strong direction γ , and the Feshbach field B_0 .

Experimental steps	N	$T(\mu\text{K})$	$n(\text{cm}^{-3})$	D	$\gamma(\text{G cm}^{-1})$	$B_0(\text{G})$
D1 gray molasses	2×10^9	6	1×10^{11}	1.5×10^{-4}	0	0
Polarized sample in large trap	8×10^6	9	1.2×10^{12}	10^{-3}	14	0
Confining trap at the beginning of the evaporation	4×10^6	220	6.8×10^{13}	4.5×10^{-4}	0	550.5

III. SAMPLE POLARIZATION AND COMPRESSION

During the gray molasses the atoms are distributed among the different $F = 1$ and $F = 2$ ground states. In the very last 0.5 ms of the gray molasses, the repumping light is switched off in order to optically pump the atoms in the $F = 1$ sublevels, forming a stable mixture. Due to the large Rayleigh length of the optical dipole trap of 4.5 cm, the atoms are not confined along the beam direction. The initial (rms) size of the cloud in this direction is 1 mm, i.e., the size of the gray molasses. In order to perform an efficient evaporation at a high collision rate, we need to confine and compress the cloud to a higher density. This can, for example, be done by directly adding another crossing optical dipole trap [35]. In the case of potassium, this is not sufficient because of the scattering length $a_{bg} \approx -30 a_0$ where a_0 is the Bohr radius. Indeed this low and negative value implies the existence of a Ramsauer collision rate minimum at a relatively low collision energy of $k_B \times 400 \mu\text{K}$ [27]. When compressing the gas, the temperature increases towards this energy and prevents the evaporation from being efficient.

To circumvent this problem, we take advantage of ^{39}K Feshbach resonances [22] to tune the scattering length. We thus need to polarize the gas in a single spin state because there is no magnetic field region where the scattering lengths for the different $F = 1$ sublevels are simultaneously favorable to initiate an efficient evaporation. Experimentally the optical pumping efficiency is limited to 60% due to a too high density at the end of the gray molasses. Moreover optical pumping leads to residual heating and to a factor 4 decrease in the atom number captured in the optical trap [46].

We thus adopt another strategy that is filtering out unwanted atomic levels. In practice, we apply, in addition to the optical trap, a small magnetic quadrupole field of 14 G cm^{-1} using the MOT coils. In this configuration, only the atoms in the $|F = 1, m_F = -1\rangle$ state experience magnetic confinement along the beam direction, while the others are lost due to a repulsive magnetic potential (see Fig. 1). This configuration allows us, after 500 ms, to keep one-third of the initially trapped atoms in a pure spin state.

A second 13-W dipole trap beam with a $21\text{-}\mu\text{m}$ waist radius is then crossed at the center of the large trap with an angle of 56° [35]. The atoms from the first beam are transferred into this second highly confining trap on a time scale of 1 s. After 2 s the magnetic quadrupole is switched off and we are left with $N = 4 \times 10^6$ atoms in the $|F = 1, m_F = -1\rangle$ state at $220 \mu\text{K}$ in this tightly confining optical trap (second beam). Since the temperature is then higher than the trap depth of the large trap, the latter has no important effect in the cloud trapping. At this stage, the trapping frequencies can thus be approximated by the ones of the confining trap, $\omega_{\parallel}/2\pi = 145(7) \text{ Hz}$ in the

longitudinal direction and $\omega_{\perp}/2\pi = 8.7(0.5) \text{ kHz}$ in the radial one. The resulting phase space density $D = N\omega_{\perp}^2\omega_{\parallel}(\hbar/k_B T)^3$ is 4.5×10^{-4} (see Table I). Note that, even in this highly confining dipole trap at 1550 nm, we do not observe any light-induced losses. This is in contrast to the situation observed with a multimode laser at 1070 nm [27].

IV. EVAPORATIVE COOLING IN THE OPTICAL TRAP

In order to perform efficient evaporative cooling to quantum degeneracy, we first adjust the magnetic field to 550 G in order to tune the scattering length to $a = 130 a_0$ [22]. It increases the collision rate to 15 ms^{-1} . The forced evaporation proceeds as follows (see Fig. 2). In the first part of the evaporation the power of the tightly confining trap is decreased by a factor ~ 25 until the trap depths of the two beams are of the same order. In the second part of the evaporation the power of both beams is decreased simultaneously. The condensation transition is crossed with 3×10^5 atoms after 2 s of evaporation.

In order to evaluate the efficiency of our evaporation, we plot in Fig. 3 the phase space density D and the collision rate $\Gamma = \sqrt{2/\pi} n_0 (8\pi a^2) \sqrt{k_B T/m}$, where $n_0 = N\omega_{\perp}^2\omega_{\parallel}/(m/2\pi k_B T)^{3/2}$ is the central density, and m the atomic mass [47]. The temperature and the number of atoms in the gas are measured through the size of the cloud after a time of flight of 20 ms. The trap frequencies are deduced from the independently measured properties of the two dipole trap

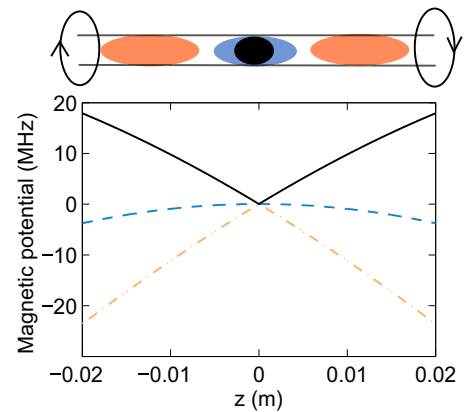


FIG. 1. (Color online) Sample polarization procedure in a quadrupole field. Each Zeeman sublevel (represented with different colors) experiences a different longitudinal potential. It is a confining potential only for the $m_F = -1$ (plain black line). The two others are repulsive and given by the second order Zeeman shift for the $m_F = 0$ (dashed blue line), and by the first order Zeeman shift for the $m_F = +1$ (dash-dotted orange line).

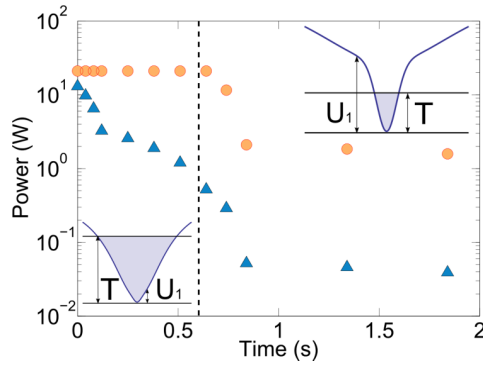


FIG. 2. (Color online) Power reduction during the evaporation process of the large beam (orange circles) and of the tightly confining one (blue triangles). During the first part of the evaporation the atoms mainly see the second (confining) trap. Indeed $k_B T \gtrsim U_1$ where U_1 is the depth of the large beam. The potential is changed by reducing the power of the confining beam and the atoms enter the crossed region when $k_B T \lesssim U_1$. The large beam then determines the longitudinal frequency. The crossover between the two trapping regimes is shown by a dashed line. The powers of both beams are reduced together during the remaining part of the evaporation.

beams. In our analysis, we assume that the longitudinal trap frequency is either given by the longitudinal frequency of the tightly confining beam or given by the radial confinement of the large beam depending if the atoms predominantly occupy the cross region (see Fig. 2).

To quantify the efficiency of the evaporation process we use the derivative $\varrho = -d\log D/d\log N$. We measure an average efficiency $\varrho \sim 3$ (see Fig. 3). The collision rate always remains larger than some hundreds per second which is high enough for an efficient evaporation. The increase of the collision rate around 10^6 atoms corresponds to the transfer of the atoms in the crossed region [48]. It appears as a sudden jump because of our approximation of an abrupt increase in the longitudinal frequency of the trap.

Our evaporation in an optical trap is both efficient and fast. It takes ~ 2 s to reach the condensation threshold while losing

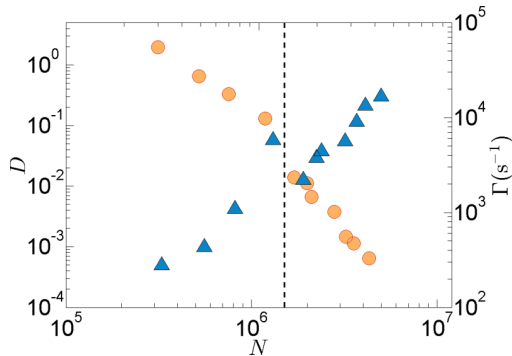


FIG. 3. (Color online) Phase space density D (orange circles) and two-body collision rate Γ (blue triangles) during the evaporation process as functions of the atom number. The corresponding average efficiency is $\varrho \sim 3$. The dashed line represents the stage at which the atoms enter the crossed region of the traps as explained in Fig. 2.

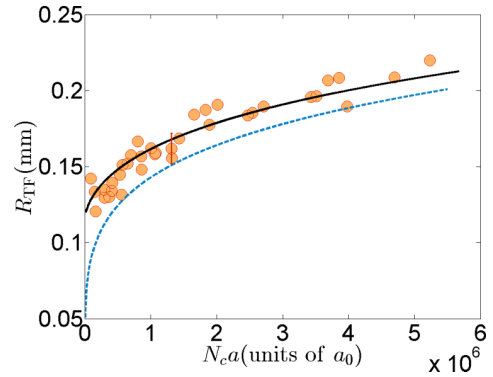


FIG. 4. (Color online) Radial Thomas Fermi radius after 34.5 ms of expansion as a function of $N_c a$, where N_c is the number of condensed atoms. The theoretical curve (continuous blue line) corresponds to the size given by an approximate theory in the 1D to 3D crossover. The blue dashed line corresponds to the Thomas-Fermi model in 3D which does not match our data.

a factor ~ 10 in atom number. The chosen scattering length is optimal and changing it to a higher or lower value during the evaporation does not improve our efficiency. We could also evaporate with similar efficiency when using the same scattering length close to the two other low field Feshbach resonances at 33 G and 162 G.

V. CONDENSATE WITH TUNABLE INTERACTIONS

In this section, we use our ability to tune the scattering length to study Bose-Einstein condensates in the 1D to 3D crossover. More precisely, we study the expansion of condensates released from an elongated trap at different magnetic fields. At the end of the evaporation producing Bose-Einstein condensates of $N_c \sim 2 \times 10^4$ atoms, the trapping frequencies are $\omega_{\parallel}/2\pi = 24(1)$ Hz in the longitudinal direction and $\omega_{\perp}/2\pi = 305(10)$ Hz in the radial one. The magnetic field is first linearly ramped from 550 G to values between 400 G and 555 G, which corresponds to scattering lengths between $-30 a_0$ and $300 a_0$. After an additional 200-ms equilibration time, we then switch off the optical trap and let the gas freely expand. After 10 ms the interaction energy is already converted into kinetic energy and we can switch off the magnetic field without modifying the expansion [49]. After $t = 34.5$ ms of expansion, the condensates are finally imaged at zero field by fluorescence using the MOT beams at resonance during $50 \mu\text{s}$. We observe the onset of three-body losses when the scattering length is set to values higher than $300 a_0$. At magnetic fields lower than 505 G, i.e., for $a < 0$, the collapse of the Bose-Einstein condensate is observed through its disappearance [50].

For $10 < a < 300 a_0$, we study the radial size of the condensate after expansion. Figure 4 shows this size as a function of the parameter $N_c a$ which characterizes the strength of the interactions. We observe that due to the increase of the interaction energy, the size after expansion grows when $N_c a$ increases. In practice, we have chosen to fit the shape of the condensate with a Thomas-Fermi profile [51–53].

Because μ is not much larger than $\hbar\omega_{\perp}$, we are in the 1D-3D crossover and the Thomas-Fermi theory is not applicable. We have thus developed a model to adjust our data. It is based on an accurate interpolated value of the local chemical potential in the 1D-3D crossover in a radially trapped cloud $\mu = \hbar\omega_{\perp}\sqrt{1 + 4n_{1D}a}$, where n_{1D} is the 1D density along the longitudinal direction [54]. This formula interpolates between $\mu = \hbar\omega_{\perp}$, in the 1D regime, and $\mu = \hbar\sqrt{4n_{1D}a}$, which corresponds to the 3D Thomas-Fermi regime. In a cylindrical section of length l , the number of atoms is $n_{1D}l$ and the energy is

$$E = l \int_0^{n_{1D}} \mu(n) dn = l \hbar\omega_{\perp} (1 + 4n_{1D}a)^{3/2} / 6a. \quad (1)$$

Thanks to the virial theorem in 2D [55], half of this energy is potential and the other half is the sum of the kinetic and interaction energies, which is the release energy in expansion E_{rel} . Using the local density approximation in the longitudinal direction, we can then calculate the radial release energy per particle. In order to compare with the data, we finally compute the corresponding Thomas-Fermi radius after expansion $R_{\text{TF}} = l \sqrt{7E_{\text{rel}}/Nm}$. The theoretical curve matches well our data. Note that the latter are fitted with a single free parameter that is the atom number calibration or in other words the detection efficiency. The obtained scaling factor is consistent with the atom number calibration obtained via the study of the condensed fraction as a function of T/T_c^0 around the transition. We estimate a 30% uncertainty on the measured number of atoms.

VI. CONCLUSION

We have demonstrated a new route to produce ^{39}K BECs in a single species experiment. It is based on an all-optical method that allows for a fast production of degenerate quantum gases. The atoms are directly loaded in a dipole trap from D1 gray molasses. After filtering out unwanted Zeeman substates evaporation is performed close to a Feshbach resonance with a high efficiency. It results in producing BECs with tunable interactions every 7 s in our setup. As an example we have finally studied the expansion of a BEC in the 1D to 3D crossover while tuning the scattering length finding good agreement with theory. In future works, the atom number in the BEC can be increased by using more power in the dipole trap thus allowing the use of larger waists. Our method will facilitate future studies of degenerate Bose gases with tunable interactions and will find applications in both interferometry as well as quantum simulation.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge P. Bouyer and P. Wang for important experimental contributions, and F. Moron and A. Villing for technical assistance. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR grant Disorder Transitions, RTRA, Triangle de la physique, iSense, ERC senior grant Quantatop, DIM Nano'K from region Ile-de-France. LCFIO is a member of IFRAF.

-
- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008).
 - [2] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Nature* (London) **392**, 151 (1998).
 - [3] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 050401 (2004).
 - [4] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203201 (2004).
 - [5] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle, *Nature* (London) **435**, 1047 (2005).
 - [6] S. Nascimbène, N. Navon, K. J. Jiang, F. Chevy, and C. Salomon, *Nature* (London) **463**, 1057 (2010).
 - [7] M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, and M. W. Zwierlein, *Science* **335**, 563 (2012).
 - [8] M. K. Tey, L. A. Sidorenkov, Edmundo R. Sanchez Guajardo, R. Grimm, M. J. H. Ku, M. W. Zwierlein, Y.-H. Hou, L. Pitaevskii, and S. Stringari, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 055303 (2013).
 - [9] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000).
 - [10] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Science* **296**, 1290 (2002).
 - [11] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, *Nature* (London) **417**, 150 (2002).
 - [12] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Science* **299**, 232 (2003).
 - [13] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 010403 (2007).
 - [14] S. E. Pollack, D. Dries, M. Junker, Y. P. Chen, T. A. Corcovilos, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 090402 (2009).
 - [15] E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, J. G. Danzl, R. Hart, G. Pupillo, and H.-C. Nägerl, *Science* **325**, 1224 (2009).
 - [16] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Nature* (London) **440**, 315 (2006).
 - [17] M. Zaccanti, B. Deissler, C. D'Errico, M. Fattori, M. Jonas-Lasinio, S. Müller, G. Roati, M. Inguscio, and G. Modugno, *Nature Physics* **5**, 586 (2009).
 - [18] N. Navon, S. Piatecki, K. Günter, B. Rem, T. C. Nguyen, F. Chevy, W. Krauth, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 135301 (2011).
 - [19] B. S. Rem, A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, U. Eismann, T. Langen, N. Navon, L. Khaykovich, F. Werner, D. S. Petrov, F. Chevy, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 163202 (2013).
 - [20] R. J. Fletcher, A. L. Gaunt, N. Navon, R. P. Smith, and Z. Hadzibabic, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 125303 (2013).
 - [21] P. Makotyn, C. E. Klauss, D. L. Goldberger, E. A. Cornell, and D. S. Jin, *Nature Physics* **10**, 116 (2014).

- [22] C. D’Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, *New J. Phys.* **9**, 223 (2007).
- [23] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, *Phys. Rev. A* **84**, 043432 (2011).
- [24] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, *Europhys. Lett.* **104**, 63002 (2013).
- [25] D. Nath, R. K. Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan, *Phys. Rev. A* **88**, 053407 (2013).
- [26] R. L. D. Campbell, R. P. Smith, N. Tammuz, S. Beattie, S. Moulder, and Z. Hadzibabic, *Phys. Rev. A* **82**, 063611 (2010).
- [27] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori, *Phys. Rev. A* **86**, 033421 (2012).
- [28] M. Barrett, J. Sauer, and M. S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001).
- [29] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O’Hara, and J. E. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 120405 (2002).
- [30] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 040404 (2003).
- [31] R. Dumke, M. Johanning, E. Gomez, J. D. Weinstein, K. M. Jones, and P. D. Lett, *New J. Phys.* **8**, 64 (2006).
- [32] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix, *Phys. Rev. A* **77**, 061601 (2008).
- [33] S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle, and U. Sterr, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 130401 (2009).
- [34] S. Stellmer, M. K. Tey, B. Huang, R. Grimm, and F. Schreck, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 200401 (2009).
- [35] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de-Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, *Phys. Rev. A* **79**, 061406 (2009).
- [36] M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, and B. L. Lev, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 190401 (2011).
- [37] P. M. Duarte, R. A. Hart, J. M. Hitchcock, T. A. Corcovilos, T.-L. Yang, A. Reed, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. A* **84**, 061406 (2011).
- [38] D. Jacob, E. Mimoun, L. De Sarlo, M. Weitz, J. Dalibard, and F. Gerbier, *New J. Phys.* **13**, 065022 (2011).
- [39] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 210401 (2012).
- [40] S. Stellmer, B. Pasquiou, R. Grimm, and F. Schreck, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 263003 (2013).
- [41] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon, *Phys. Rev. A* **53**, R3734 (1996).
- [42] A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, B. S. Rem, M. Delehaye, L. Khaykovich, F. Chevy, and C. Salomon, *Phys. Rev. A* **87**, 063411 (2013).
- [43] A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati, [arXiv:1406.4788](https://arxiv.org/abs/1406.4788).
- [44] Our interpretation is in agreement with the observation of strong losses when we try to recool the atoms using gray molasses after compression in a deep optical trap .
- [45] We can, for example, evaluate the number of atoms contained in the volume for which the trap depth exceeds the thermal energy $k_B T$. It is a cylinder of radius $\rho = \omega_1 \sqrt{\ln(U/k_B T)}/2$. A more complex integration of the cloud in phase space gives a similar result.
- [46] We have also tried optical pumping in the optical trap after loading. This turns out to be inefficient due to a higher atomic density.
- [47] J. Dalibard, in *Atomes ultra-froids*, Lecture Notes (ENS, Paris, 2006).
- [48] In contrast to [35], we do not use an off-centered configuration. It was not necessary to achieve an efficient evaporation.
- [49] If we switch the trap and the magnetic field simultaneously, we observe losses associated with the crossing of the low field Feshbach resonances [56,9].
- [50] C. A. Sackett, J. M. Gerton, M. Welling, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 876 (1999).
- [51] Y. Castin and R. Dum, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).
- [52] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **55**, R18 (1997).
- [53] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
- [54] F. Gerbier, *Europhys. Lett.* **66**, 771 (2004).
- [55] F. Werner, *Phys. Rev. A* **78**, 025601 (2008).
- [56] J. Stenger, S. Inouye, M. R. Andrews, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2422 (1999).

Bibliographie

- [1] J. L. Hall and C. Bordé. Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1101–1104, May 1973.
- [2] Christian Bordé. *Contribution à la spectroscopie d'absorption saturée des molécules. Application à la stabilisation en fréquence des lasers à gaz carbonique et à protoxyde d'azote*. PhD thesis, Université Paris 6, 1972.
- [3] B. Cagnac, G. Grynberg, and F. Biraben. Spectroscopie d'absorption multiphotonique sans effet doppler. *Journal de physique*, 34 :845–858, 1973.
- [4] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13, 1975.
- [5] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :48–51, Jul 1985.
- [6] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Philip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :169–172, Jul 1988.
- [7] R. Chang, A. L. Hoendervanger, Q. Bouton, Y. Fang, T. Klafka, K. Audo, A. Aspect, C. I. Westbrook, and D. Clément. Three-dimensional laser cooling at the Doppler limit. *Phys. Rev. A*, 90(6) :063407, December 2014.
- [8] Nir Davidson, Heun Jin Lee, Mark Kasevich, and Steven Chu. Raman cooling of atoms in two and three dimensions. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :3158–3161, May 1994.
- [9] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :826–829, Aug 1988.
- [10] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269, 1995.
- [11] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 392, 1998.
- [12] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt. Optical atomic clocks. *Rev. Mod. Phys.*, 87 :637–701, Jun 2015.
- [13] Rong Yu, Liang Yin, Neil S. Sullivan, J. S. Xia, Chao Huan, Armando Paduan-Filho, Nei F. Oliveira Jr, Stephan Haas, Alexander Steppke, Corneliu F. Miclea, Franziska Weickert, Roman Movshovich, Eun-Deok Mun, Brian L. Scott, Vivien S. Zapf, and Tommaso Roscilde. Bose glass and Mott glass of quasiparticles in a doped quantum magnet. *Nature*, 489, 2012.

- [14] M. Weidemüller, T. Esslinger, M. A. Ol'shanii, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch. A novel scheme for efficient cooling below the photon recoil limit. *EPL*, 27(2) :109, 1994.
- [15] X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2) :609 – 613, 2006.
- [16] Gaël Varoquaux. *Atomic sources for long-time-of-flight interferometric inertial sensors*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI ; Institut d'Optique, January 2008.
- [17] Jean-François Clément. *Production of a Bose-Einstein condensate in a 1565 nm optical-dipole trap*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, November 2008.
- [18] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de Physique du Collège de France*. 1983.
- [19] Guillaume Salomon. *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de 39K : des interactions contrôlables pour l'étude de gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites*. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2014.
- [20] Robert L. D. Campbell, Robert P. Smith, Naaman Tammuz, Scott Beattie, Stuart Moulder, and Zoran Hadzibabic. Efficient production of large ^{39}K Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 82 :063611, Dec 2010.
- [21] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori. Direct evaporative cooling of ^{39}K atoms to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 86(3) :033421, 2012.
- [22] Vandna Gokhroo, G Rajalakshmi, R Kollengode Easwaran, and C S Unnikrishnan. Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2d+ - 3d set-up. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11) :115307, 2011.
- [23] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density. *EPL*, 104 :63002, December 2013.
- [24] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(8) :1332–1335, Aug 1994.
- [25] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :1423–1440, Aug 1995.
- [26] Manuele Landini. *A tunable Bose-Einstein condensate for quantum interferometry*. PhD thesis, University of Trento, 2012.
- [27] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno. Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms. *Phys. Rev. A*, 84 :043432, Oct 2011.
- [28] Mark Kasevich and Steven Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :1741–1744, Sep 1992.
- [29] Andrew J. Kerman, Vladan Vuletić, Cheng Chin, and Steven Chu. Beyond optical molasses : 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :439–442, Jan 2000.

-
- [30] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cогnet, and A. Clairon. Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to $1.1\ \mu\text{k}$. *Phys. Rev. A*, 53 :R3734–R3737, Jun 1996.
 - [31] Andrew T. Grier, Igor Ferrier-Barbut, Benno S. Rem, Marion Delehayе, Lev Khaykovich, Frédéric Chevy, and Christophe Salomon. λ -enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D1 gray molasses. *Phys. Rev. A*, 87 :063411, Jun 2013.
 - [32] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-Doppler laser cooling of fermionic 40 K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *EPL*, 100(6) :63001, 2012.
 - [33] F. Sievers, N. Kretzschmar, D. R. Fernandes, D. Suchet, M. Rabinovic, S. Wu, C. V. Parker, L. Khaykovich, C. Salomon, and F. Chevy. Simultaneous sub-Doppler laser cooling of fermionic ^6Li and ^{40}K on the D₁ line : Theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 91(2) :023426, February 2015.
 - [34] Dipankar Nath, R. Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan. Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses. *Phys. Rev. A*, 88 :053407, Nov 2013.
 - [35] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de Physique du Collège de France, Etude générale de la configuration Λ , Quatrième cours*. 1992.
 - [36] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de Physique du Collège de France : Etude d'un modèle simple combinant effet Sisyphus et refroidissement subrecul, Deuxième cours*. 1995-1996.
 - [37] Y. Castin, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji. The limits of Sisyphus cooling. *Proceedings of the workshop "Light Induced Kinetic Effects on Atom, Ions and Molecules", held in Elba Island, Italy (May 2-5 1990)*, May 1990.
 - [38] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, 42 :95–170, 2000.
 - [39] J. Mitroy and M. W. J. Bromley. Semiempirical calculation of Van der Waals coefficients for alkali-metal and alkali-earth-metal atoms. *Phys. Rev. A*, 68(052714), 2003.
 - [40] Jean Dalibard. *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi : Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*. 1998.
 - [41] J.T.M Walraven. *Cours : Quantum gases - Collisions and Statistics, Université de Vienne*. 2013.
 - [42] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de-Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 79(6) :061406, June 2009.
 - [43] Carl Ramsauer. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. *Annalen der Physik*, 369(6), 1921.
 - [44] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori. Direct evaporative cooling of 39K atoms to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 86(3) :033421, September 2012.
 - [45] Cheng Chin, Rudolf Grimm, Paul Julienne, and Eite Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 82 :1225–1286, Apr 2010.
 - [46] G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel. All-optical cooling of K39 to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 90(3) :033405, September 2014.

- [47] Chiara D’Errico, Matteo Zaccanti, Marco Fattori, Giacomo Roati, Massimo Inguscio, Giovanni Modugno, and Andrea Simoni. Feshbach resonances in ultracold 39K. *New Journal of Physics*, 9(7) :223, 2007.
- [48] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :463–512, Apr 1999.
- [49] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix. Feshbach resonance in d -wave collisions. *Phys. Rev. A*, 79(3) :032706, March 2009.
- [50] F. H. Mies, E. Tiesinga, and P. S. Julienne. Manipulation of Feshbach resonances in ultracold atomic collisions using time-dependent magnetic fields. *Phys. Rev. A*, 61 :022721, Jan 2000.
- [51] V. A. Yurovsky and A. Ben-Reuven. Three-body loss of trapped ultracold ^{87}Rb atoms due to a Feshbach resonance. *Phys. Rev. A*, 67 :050701, May 2003.
- [52] N.F. Mott and H. S. W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions*. 1965.
- [53] B. D. Esry, Chris H. Greene, and H. Suno. Threshold laws for three-body recombination. *Phys. Rev. A*, 65 :010705, Dec 2001.
- [54] Sébastien Laurent, Xavier Leyronas, and Frédéric Chevy. Momentum distribution of a dilute unitary Bose gas with three-body losses. *Phys. Rev. Lett.*, 113 :220601, Nov 2014.
- [55] B. S. Rem, A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, U. Eismann, T. Langen, N. Navon, L. Khaykovich, F. Werner, D. S. Petrov, F. Chevy, and C. Salomon. Lifetime of the Bose gas with resonant interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :163202, Apr 2013.
- [56] Richard J. Fletcher, Alexander L. Gaunt, Nir Navon, Robert P. Smith, and Zoran Hadzibabic. Stability of a unitary Bose gas. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :125303, Sep 2013.
- [57] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de Physique du Collège de France, Condensation de Bose-Einstein des gaz atomiques ultra-froids : effets des interactions, Cinquième cours*. 1998.
- [58] Y. Castin and R. Dum. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :5315–5319, Dec 1996.
- [59] Yu. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov. Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential. *Phys. Rev. A*, 54 :R1753–R1756, Sep 1996.
- [60] C.J. Pethick and H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. 2008.
- [61] F. Gerbier. Quasi-1D Bose-Einstein condensates in the dimensional crossover regime. *EPL*, 66 :771–777, June 2004.
- [62] B. Allard, T. Plisson, M. Holzmann, G. Salomon, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Effect of disorder close to the superfluid transition in a two-dimensional Bose gas. *Phys. Rev. A*, 85 :033602, Mar 2012.
- [63] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer, and A. Aspect. Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder. *Nature Physics*, 453 :891–894, June 2008.

- [64] F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraud, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer. Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential. *Nature Physics*, 8 :398–403, May 2012.
- [65] Juliette Billy. *Propagation quantique d’ondes de matière guidées : laser à atomes et localisation d’Anderson*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2010.
- [66] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109 :1492–1505, Mar 1958.
- [67] Sajeev John. Electromagnetic absorption in a disordered medium near a photon mobility edge. *Phys. Rev. Lett.*, 53 :2169–2172, Nov 1984.
- [68] L. Sanchez-Palencia, D. Clément, P. Lugan, P. Bouyer, G. V. Shlyapnikov, and A. Aspect. Anderson localization of expanding Bose-Einstein condensates in random potentials. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :210401, May 2007.
- [69] V.E. Zakharov and A.B. Shabat. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in non-linear media. *Soviet Physics JETP*, 34, 1972.
- [70] L. D. Carr and Y. Castin. Dynamics of a matter-wave bright soliton in an expulsive potential. *Phys. Rev. A*, 66 :063602, Dec 2002.
- [71] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon. Formation of a Matter-Wave Bright Soliton. *Science*, 296 :1290–1293, May 2002.
- [72] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet. Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature Physics*, 417 :150–153, May 2002.
- [73] Simon L. Cornish, Sarah T. Thompson, and Carl E. Wieman. Formation of bright matter-wave solitons during the collapse of attractive Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :170401, May 2006.
- [74] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, K. S. Hardman, S. Bennetts, P. J. Everitt, P. A. Altin, J. E. Debs, J. D. Close, and N. P. Robins. Bright Solitonic Matter-Wave Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 113(1) :013002, July 2014.
- [75] J. L. Helm, S. L. Cornish, and S. A. Gardiner. Sagnac interferometry using bright matter-wave solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :134101, Apr 2015.
- [76] Bettina Gertjerenken, Thomas P. Billam, Lev Khaykovich, and Christoph Weiss. Scattering bright solitons : Quantum versus mean-field behavior. *Phys. Rev. A*, 86 :033608, Sep 2012.
- [77] Krzysztof Sacha, Cord A. Müller, Dominique Delande, and Jakub Zakrzewski. Anderson localization of solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :210402, Nov 2009.
- [78] Dominique Delande, Krzysztof Sacha, Marcin Plodzien, Sanat K Avazbaev, and Jakub Zakrzewski. Many-body Anderson localization in one-dimensional systems. *New Journal of Physics*, 15(4) :045021, 2013.
- [79] I. Manai, J.-F. Clément, R. Chicireanu, C. Hainaut, J. C. Garreau, P. Szriftgiser, and D. Delande. Experimental observation of two-dimensional Anderson localization with the atomic kicked rotor. *ArXiv e-prints*, April 2015.